THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

Le grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

François Régis MESRINE

1re THÈSE : **Contribution à l'étude des mesures dans les écoulements à grande enthalpie**

2e THÈSE : **Proposition donnée par la Faculté**
Etude des écoulements en vapeur humide

Soutenues le 16 juin 1967, devant la Commission d'examen

MM. BRUN — Président

MALAVARD
SIESTRUNCK
CASEAU
} Examinateurs

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

Le grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

François Régis MESRINE

1re THÈSE : **Contribution à l'étude des mesures dans les écoulements à grande enthalpie**

2e THÈSE : **Proposition donnée par la Faculté**
Etude des écoulements en vapeur humide

Soutenues le 16 juin 1967, devant la Commission d'examen

MM. BRUN — Président

MALAVARD
SIESTRUNCK
CASEAU
} Examinateurs

UNIVERSITE DE PARIS - FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie & histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie & cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantique & relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM Recherches physiques
	LUCAS R.	
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique & structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie & cristallographie
	J.P. MATHIEU	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
M.	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
MM.	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUSSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologie
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité
M.	BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche s/Mer
MM.	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGARÈDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	HERVE	T Théories physiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Mathématiques
MM.	BALKANSKI	T Astrophysique
	LE CORRE	Physique M.P.C.
	NATAF	T Electricité
	ECHALIER	T Physique nucléaire & radio-activité
	BARRAUD	Biologie animale CPEM
	DARS	T Physique CPEM
	CAMEFORT	Géologie structurale & appliquée
	VICHNIEWSKY	T Botanique (agrégation)
	SIGWALT	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	T Chimie SPCN
	BARUCH	Electronique
	ARNOUS	Physique propédeutique
	SLONIMSKI	T Physique théorique
	MALLIAVIN	Génétique
	GAUDEMAR	T Mathématiques propédeutique
	BROUSSE	Chimie propédeutique
	ROSCH	T Mécanique théorique
	GUY	T Astronomie
	LAZARD	T Physique expérimentale
	MOREL P.	Mathématiques MPC
	ARSAC	Physique MPC
	LEFEBVRE	Programmation
	BOK	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Physique propédeutique
	BENOIT	Biochimie
	RIO	Physique CPEM
	JAUZEIN	Chimie CPEM
	PREVOST G.	Géologie ENS
	FAVARD P.	Biologie végétale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Biologie animale CPEM
Mlle	FICINI	Evolution des êtres organisés
MM.	LEQUEUX	Chimie CPEM
	COHEN TANNOUDJI	Astronomie
	TAVERNIER	Physique atomique
	DURAND Michel	Physique CPEM
	PASCAUD	Biologie animale SPCN
Mme	PETIT	Physiologie
MM.	CAGNAC	Biologie animale CPEM
	FALK-VAIRANT	Physique agrégation
	KRASNER	Physique nucléaire
	BENZECRI	T Mathématiques
	VINH MAU	T Statistiques
	DUQUESNES	Physique M.G.P.
	SCHUTZENBERGER	Physique CPEM
	TREMILLON	Programmation
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie MPC
	AUTHIER	Chimie CPEM
	PICINBONO	Physique MPC
	BONNEFILLE	T Physique CPEM
Mme	PUISEUX DAO	Electrotechnique
		Biologie végétale

UNIVERSITE DE PARIS - FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité & physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
MM.	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABOEUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique & atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie S.P.C.N.
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie C.P.E.M.
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire C.P.E.M.
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique C.P.E.M.
MM.	BIZOT J.C.	Physique M.P.C.
	GUIRAUD J.P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

Table des matières

Pages

INTRODUCTION 8

NOTATIONS 9

CHAPITRE 1 - DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES DE LA SOUFFLERIE 11

1 - Etude du projet de la soufflerie 11

1.1 - La température, paramètre essentiel 11
1.2 - Création d'un jet unidimensionnel 11

2 - Equations générales - Ecoulement unidimensionnel 12

2.1 - Equations générales 12
2.2 - Application au cas unidimensionnel 13

3 - Caractéristiques de l'argon 14

3.1 - Abaque énergétique de l'argon 14

3.1.1 - Débit masse par unité de surface 15
3.1.2 - Energie par unité de masse 16
3.1.3 - Puissance par unité de surface 16

3.2 - Caractéristiques de la détente isentropique de l'argon 17

3.2.1 - Nombre de Mach en fonction du rapport des pressions 17
3.2.2 - Caractéristiques adimensionnelles d'une détente isentropique de l'argon dans une tuyère 18
3.2.3 - Onde de choc plane 19

4 - Conditions énergétiques - Triangle des caractéristiques d'une tuyère 20

CHAPITRE 2 - CONCEPTION ET RÉALISATION DE L'INSTALLATION 23

Introduction 23

1 - Générateur de gaz chauds 23

1.1 - Principe de la torche à plasma 23
1.2 - Description de l'appareil 24

Pages

2 - Four : Chambre de tranquillisation 26

3 - Définition du jet 28

3.1 - Ecran conique 30
3.2 - Grille perforée 30
3.3 - Grille et nid d'abeille 32

3.3.1 - Essais à froid : éclatement du jet 33
3.3.2 - Essais à chaud 33

3.4 - Grille avec axe obstrué et nid d'abeille 36

4 - Chambre d'expérience - Evacuation des gaz 36

5 - Auxiliaires 36

5.1 - Alimentation électrique 36
5.2 - Amorçage de l'arc 38
5.3 - Alimentation en argon 38
5.4 - Alimentation en eau 38
5.5 - Circuit à vide 40

6 - Accessoires de mesures 40

7 - Mise en marche 42

CHAPITRE 3 - ÉTUDE DU JET 43

Introduction 43

1 - Etude expérimentale 43

1.1 - Température de luminance 43
1.2 - Mesure des pressions 43

1.2.1 - Tube de Prandtl 44
1.2.2 - Tube de Pitot 44
1.2.3 - Sonde de pression statique 47

1.3 - Débit masse d'argon 47

1.3.1 - Cloche à pression constante 47
1.3.2 - Capacité à volume constant 48
1.3.3 - Conclusion : Application au col sonique 49

2 - Etude théorique - Dépouillement des expériences 49

2.1 - Données du problème 49

2.1.1 - Données expérimentales 49
2.1.2 - Hypothèses de calcul : Loi de Crocco 50

2.2 - Le calcul de dépouillement 50

2.2.1 - Principe du calcul 50
2.2.2 - Le dépouillement ordinateur 51

3 - Les résultats et leur précision 56

Pages

3.1 - Présentation des résultats 56
3.2 - Validité des hypothèses - Vérifications énergétiques 57
3.3 - Précision des dépouillements 60

Conclusion 62

CHAPITRE 4 - SONDES DE MESURE 63

Introduction 63

1 - Le pyromètre à aspiration 63

1.1 - Principe du pyromètre à aspiration. Etudes antérieures 63
1.2 - Description de la sonde et du dispositif expérimental 66
1.3 - Etude expérimentale. Interprétation des résultats 67

1.3.1 - Les données de référence 67
1.3.2 - Les expériences 68
1.3.3 - Les résultats - Méthode d'extrapolation 68

Conclusion 71

2 - Sonde pneumatique à cols soniques 71

2.1 - Principe de l'appareil. Analyse de la méthode 71
2.2 - Etude de la sonde pneumatique à cols soniques 76

2.2.1 - Choix du meilleur critère de définition de la sonde 76
2.2.2 - Dispositif expérimental ; sondes réalisées 77
2.2.3 - Etude préliminaire 78
2.2.4 - Mode opératoire 78
2.2.5 - Résultats 78

Conclusion 82

3 - Sonde à bilan enthalpique 83

3.1 - Principe de la méthode 83

3.1.1 - Mesure de H_{oT} 84
3.1.2 - Mesure de T_o 84
3.1.3 - Cas particulier : G.P. à chaleur spécifique constante 85

3.2 - Application pratique : la sonde à bilan enthalpique 85

3.2.1 - Principe de la mesure 85
3.2.2 - Description de la sonde 86

a - Echangeur 86
b - Circuit de refroidissement 86

3.3 - Etude expérimentale 87

3.3.1 - Etalonnages 88

a - Thermistances 88
b - Mesure du débit d'eau de refroidissement 88
c - Mesure du débit de gaz 89

3.3.2 - Mode opératoire 90

3.3.3 - Résultats obtenus 90

Pages

Conclusion 92

4 - Le spectrophotomètre "MT4" 92

4.1 - Principe de la méthode du renversement de raies 92
4.2 - Application de la méthode aux mesures instantannées : MT4 94
4.3 - Dispositif expérimental 97

4.3.1 - L'appareil MT4 97
4.3.2 - L'ensemencement du jet 98
4.3.3 - Protections 100

4.4 - Les expériences - Résultats obtenus 100

4.4.1 - Etalonnage de la lampe à ruban de W 100
4.4.2 - Les réglages 101
4.4.3 - Les résultats 101

Conclusion 102

CONCLUSION GÉNÉRALE 105

BIBLIOGRAPHIE 107

ANNEXE 1 - ÉTUDE DU RENDEMENT DE LA TORCHE A PLASMA 109

ANNEXE 2 - VISCOSITÉ DE L'ARGON (DE 1500 à 3000°) 113

ANNEXE 3 - ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DU JET 115

ANNEXE 4 - ÉTALONNAGE DES COLS SONIQUES 117

Avant-propos

Avant de présenter les travaux qui font l'objet de cette thèse, je tiens à remercier la Direction des Etudes et Recherches de l'Electricité de France qui m'a permis de poursuivre cette étude.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur le Professeur Brun en acceptant de présider le jury de ma thèse.

Que Monsieur le Professeur Malavard qui a bien voulu diriger mes travaux trouve ici l'expression de mes remerciements les plus respectueux.

J'associe tout particulièrement à mon hommage Monsieur le Professeur Siestrunck et Monsieur Caseau, dont les conseils m'ont été très précieux.

Je remercie également les Ingénieurs et Techniciens du centre, dont l'amitié et la compétence ont été pour moi un précieux soutien au cours de cette étude.

Introduction

De nombreux problèmes d'actualité se posent dans le domaine des écoulements à grande enthalpie ; nous ne citerons que ceux soulevés par le développement des études sur la magnétodynamique des gaz, et, d'une façon plus générale, les combustions avec oxygène ou air préchauffé comme comburant (centrales thermiques ...). Or, de tels écoulements sont difficilement accessibles à la mesure.

Bien souvent, il suffit de faire des mesures globales qui permettent, à l'aide de bilans énergétiques, de les caractériser.

Les mesures fines ne sont possibles qu'avec deux sortes d'appareils : les sondes pneumatiques et les spectrophotomètres, prévus pour l'étude du rayonnement des gaz. Leur mise au point a toujours été faite, à notre connaissance, sur des gaz de combustion, c'est-à-dire dans des conditions assez défavorables à une étude approfondie des paramètres dont ils dépendent : aux problèmes d'écoulements à grande enthalpie se superposent ceux dus aux phénomènes régissant la combustion : dissociation des molécules, équilibre thermodynamique, etc ...

Notre but, en abordant l'étude des mesures dans les écoulements à grande enthalpie, a donc été, tout d'abord, de créer l'outil de travail qui, jusqu'alors, n'existait pas : une soufflerie d'étalonnage à gaz très chauds. Nous nous sommes imposé trois critères pour définir cette installation :

- choix d'un gaz dont les fonctions thermodynamiques soient bien connues aux températures envisagées (3000°) ;

- création d'un écoulement dont la détermination des caractéristiques puisse se faire par le calcul, à partir de mesures élémentaires ;

- existence de l'équilibre thermodynamique du gaz dans la zone de mesure.

Le choix de l'argon, considéré comme un gaz parfait, a permis de réaliser une installation expérimentale tenant compte de ces trois impératifs. En particulier, le jet de la soufflerie a pu être tranquillisé par un montage en produits réfractaires qui, s'il n'a pas simplifié la conception de l'ensemble, a permis, en diminuant les gradients de température aux parois, de mieux définir l'écoulement de référence.

L'exploitation de l'installation est assurée par une méthode de dépouillement basée sur le calcul numérique ; on a pu ainsi vérifier la validité de la loi de Crocco dans le cas d'un écoulement limité par un conduit cylindrique.

Différentes sondes ont été testées dans cette soufflerie.

La mise au point des méthodes de mesure et l'utilisation d'appareils peu courants ont permis de mettre en évidence les problèmes propres aux écoulements très chauds.

Notations

A : aire d'une surface

D : diamètre caractéristique

H : enthalpie = C_pT

I : intensité électrique

P : puissance

Q : débit volumique

S : entropie

T : température (quand elle est exprimée en °K)*

U : vitesse

V : différence de potentiel électrique

W : énergie

C_f : coefficient de frottement

C_p : chaleur spécifique à pression constante (relative à 1 kg de gaz)

C_v : chaleur spécifique à volume constant (relative à 1 kg de gaz)

H_t : enthalpie totale = $C_pT + U^2/2$

Q_m : débit masse

$\mathcal{S}$: nombre de Stanton = $h/\rho UC_p$

$\mathcal{M}$: nombre de Mach = U/a

$\mathcal{R}$: nombre de Reynolds = UD/ν

$\mathcal{P}$: nombre de Prandtl = $\mu C_p/\lambda$

$\mathcal{V}$: volume

a : vitesse du son

h : coefficient de convection

P : pression statique

r : constante des gaz parfaits relative à 1 kg de gaz et abscisse radiale

t : temps

l_λ : luminance monochromatique

---

* Dans le texte, les valeurs numériques des températures sont également données en degrés Kelvin.

P_a : pression atmosphérique

P_d : pression dynamique = $1/2\ (\rho U^2)$

α : coefficient de dilatation des gaz parfaits et coefficient de débit

γ : rapport des chaleurs spécifiques = C_p/C_v

ε : facteur total d'émission

η : rendement énergétique

θ : température (quand elle est exprimée en °C)

λ : longueur d'onde

conductibilité thermique

paramètre de calcul

μ : viscosité dynamique

ν : viscosité cinématique

ρ : masse volumique

σ : constante de Stefan-Boltzmann

α_λ : facteur d'absorption monochromatique

ε_λ : facteur d'émission monochromatique

Chapitre I

Détermination des caractéristiques

1 - ÉTUDE DU PROJET DE LA SOUFFLERIE

Le but que l'on s'est fixé en concevant cette soufflerie est de disposer d'un outil permettant l'étude d'écoulements à haute enthalpie, et de l'appareillage de mesure correspondant.

Les choix qui ont permis d'élaborer cette installation sont de plusieurs ordres. D'abord, on a estimé que la bonne connaissance de la température était le premier objectif à se fixer : il n'était donc pas nécessaire de créer un écoulement à nombre de Mach élevé. Ensuite, on a jugé indispensable de calculer les caractéristiques de l'écoulement ; seul, le jet unidimensionnel répond à cette exigence. Sa conception obéit à un certain nombre d'impératifs technologiques que l'on examinera. Enfin, il a fallu tenir compte des possibilités matérielles de réalisation : puissance électrique et débit d'argon à installer.

1.1 - La température, paramètre essentiel

La température est la grandeur physique la plus difficile à mesurer dans un écoulement à grande enthalpie. C'est aussi le facteur qui a le plus d'influence dans l'équation de l'énergie. En effet, pour un régime subsonique (par exemple pour $\mathcal{M} = 0,5$) le rapport de l'énergie interne du gaz à son énergie cinétique, à une température de 3000°K est, pour 1 kg d'argon :

$$\frac{C_p T}{\frac{1}{2} U^2} = \frac{1,56 \cdot 10^6}{0,13 \cdot 10^6} \sim 12$$

Ce rapport est encore de 3 pour un écoulement sonique.

La soufflerie a été prévue pour déterminer cette grandeur, dans une gamme variant de 1800 à 3200° avec des nombres de Mach faibles ($\mathcal{M} < 0,3$).

1.2 - Création d'un jet unidimensionnel

Un tel écoulement est caractérisé par des vitesses, pressions et températures uniformes dans toute sa section ; de plus, l'influence de sa couche limite est rendue aussi faible que possible.

Le jet libre, issu d'une tuyère convergente, peut être considéré comme unidimensionnel si sa température est voisine de celle de la paroi et si l'écoulement qui aborde le convergent est uniforme.

On a choisi cette forme d'écoulement qui présente, par ailleurs, le gros avantage d'être très accessible à la mesure. On s'est efforcé de résoudre les exigences énoncées plus haut en prévoyant :

- d'une part, une tuyère en matériau réfractaire dont la température de parois serait, de ce fait, proche de celle de l'écoulement ;

- d'autre part, de faire précéder cette tuyère d'une chambre de tranquillisation munie d'écrans destinés à uniformiser vitesses et températures.

Cette partie de l'installation nécessite une isolation thermique importante portant essentiellement sur le rayonnement, principale cause de déperdition de chaleur aux températures élevées.

Par ailleurs, les produits réfractaires utilisables sont très oxydables ; seul un gaz rare peut être mis à leur contact sans les détériorer, d'où le choix de l'argon.

2 - EQUATIONS GÉNÉRALES - ÉCOULEMENT UNIDIMENSIONNEL

2.1 - Equations générales

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{U} = 0$$

- Equation de l'impulsion (Navier-Stokes) :

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \vec{U} \,.\, \vec{U} \right] = - \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, p + \eta \Delta \vec{U} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \eta \right) \overrightarrow{\operatorname{grad}} \,.\, \operatorname{div} \vec{U}$$

où les coordonnées du vecteur $\overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \vec{U} \,.\, \vec{U}$ sont données suivant les 3 axes :

$$\overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \vec{U} \,.\, \vec{U} = \left| \begin{array}{l} U_1 \dfrac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_2 \dfrac{\partial U_1}{\partial x_2} + U_3 \dfrac{\partial U_1}{\partial x_3} \\ U_1 \dfrac{\partial U_2}{\partial x_1} + U_2 \dfrac{\partial U_2}{\partial x_2} + U_3 \dfrac{\partial U_2}{\partial x_3} \\ U_1 \dfrac{\partial U_3}{\partial x_1} + U_2 \dfrac{\partial U_3}{\partial x_2} + U_3 \dfrac{\partial U_3}{\partial x_3} \end{array} \right.$$

η et ζ sont les coefficients de viscosité :

η : terme de cisaillement,

ζ : terme de compression. Ce terme apparait dans tout processus impliquant un changement de volume. Dans les cas de compression ou d'expansion, le fluide cesse d'être en équilibre thermodynamique, mais un processus interne tend à restaurer cet équilibre très rapidement.

- Equation de l'énergie [1]

$$\rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + U_i \frac{\partial S}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \qquad (1)$$

$$+ \frac{1}{2} \eta \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right)^2 \qquad (2)$$

$$+ \frac{1}{2} \zeta \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \qquad (3)$$

Cette équation traduit la variation d'entropie d'une particule fluide. Elle est due aux trois facteurs suivants :

(1) $\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}\right)$ représente l'énergie échangée par la particule par conduction thermique ;

(2) $\frac{1}{2}\eta\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k}+\frac{\partial U_k}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial U_l}{\partial x_l}\right)^2$ est la dissipation d'énergie due à la viscosité. De façon plus précise, ce facteur traduit le travail des forces de cisaillement entre couches fluides ; il est proportionnel au coefficient η, terme de cisaillement. On peut l'écrire sous la forme suivante, plus complète :

$$\frac{1}{2}\eta\left[\sum_{i=1}^{3}\sum_{k=1}^{3}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k}+\frac{\partial U_k}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\delta_{ik}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial U_l}{\partial x_l}\right]^2$$

où δ_{ik} est la matrice unitaire.

(3) $\frac{1}{2}\zeta\delta_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_i}\frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ est également un terme de dissipation due à la viscosité ; il est fonction du coefficient ζ lié aux variations de volume.

On peut noter qu'il n'y a pas à tenir compte du rayonnement, car, aux températures où on l'envisage, l'argon est transparent.

2.2 - Application au cas unidimensionnel

On va analyser, dans ce paragraphe, un cas où les trois équations fondamentales écrites plus haut sont intégrales. Examinons les hypothèses permettant de résoudre le système :

- écoulement permanent. Si le phénomène est considéré comme tel, les dérivées partielles par rapport au temps sont nulles ;
- le transfert thermique est négligeable (écoulement adiabatique) ;
- la viscosité a peu d'influence ;
- les variations de section sont lentes.

Les trois équations fondamentales écrites plus haut peuvent alors s'écrire :

- conservation de la masse : $\operatorname{div}\rho\,\vec{U}=0$
- conservation de l'impulsion : $\overline{\overline{\operatorname{grad}}}\,\vec{U}\,.\,\vec{U}=-\frac{1}{\rho}\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,p$
- conservation de l'énergie : $\vec{V}\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,s=0$

Si l'on considère un tube de courant limité par les surfaces amont et aval A_1 et A_2, déterminant un volume $\mathcal{V}$, on a :

$$\iiint_{\mathcal{V}}\operatorname{div}\rho\,U\,d\mathcal{V}=[\rho\,UA]_{A_1}^{A_2}=0$$

soit : $\rho\,U\,A=C^{te}$.

L'écriture de l'équation de l'impulsion, suivant le seul axe de référence Ox, est :

$$U\frac{dU}{dx}=-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx}$$

En négligeant la dissipation visqueuse et le transfert interne (conduction), l'équation d'énergie montre que l'écoulement est isentropique, soit $S = C^{te}$.

L'équation de l'énergie, pour un écoulement unidimensionnel s'écrit alors :

$$dH = -UdU$$

soit :

$$H + \frac{U^2}{2} = C^{te}$$

ou :

$$\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2} = C^{te}$$

ou encore, en introduisant le nombre de Mach :

$$a^2 \left[\frac{1}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \mathcal{M}^2 \right] = C^{te}$$

En résumé, les hypothèses que l'on fera dans les calculs qui vont suivre sont :

$$p = \text{constante}$$

$$S = \text{constante}$$

$$\rho AU = \text{constante}$$

Cette dernière égalité étant vérifiée, qu'il y ait où non une couche limite.

3 - CARACTÉRISTIQUES DE L'ARGON

La détermination des caractéristiques de la soufflerie et l'étude des sondes ont nécessité le calcul de quelques propriétés physiques de l'argon. Les résultats exposés dans ce paragraphe regroupent les propriétés thermodynamiques de ce gaz en fonction du nombre de Mach (l'étude de sa viscosité jusqu'à 3000° figure en annexe).

3.1 - Abaque énergétique de l'argon (fig. 1)

Cet abaque permet de déterminer quels débit-masse et puissance par unité de surface sont nécessaires pour obtenir des caractéristiques données d'écoulement. Celles-ci constituent les entrées de l'abaque : le nombre de Mach en abscisse, la vitesse du son (ou la température en degré K) en ordonnée. La position du point figuratif donne les renseignements suivants : débit en gramme par seconde et par cm^2, énergie en kilojoule par gramme, et puissance en kilowatt par cm^2.

Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

- les caractéristiques sont définies à la sortie d'une tuyère. L'écoulement est un jet libre qui s'épanouit dans l'atmosphère libre : cette condition entraîne l'uniformité de la pression statique quel que soit le régime (infini aval à la pression normale correspondant à 760 mm CHg) ;

- les cartes de vitesses et les températures sont uniformes dans toute la section du jet (écoulement unidimensionnel) ;

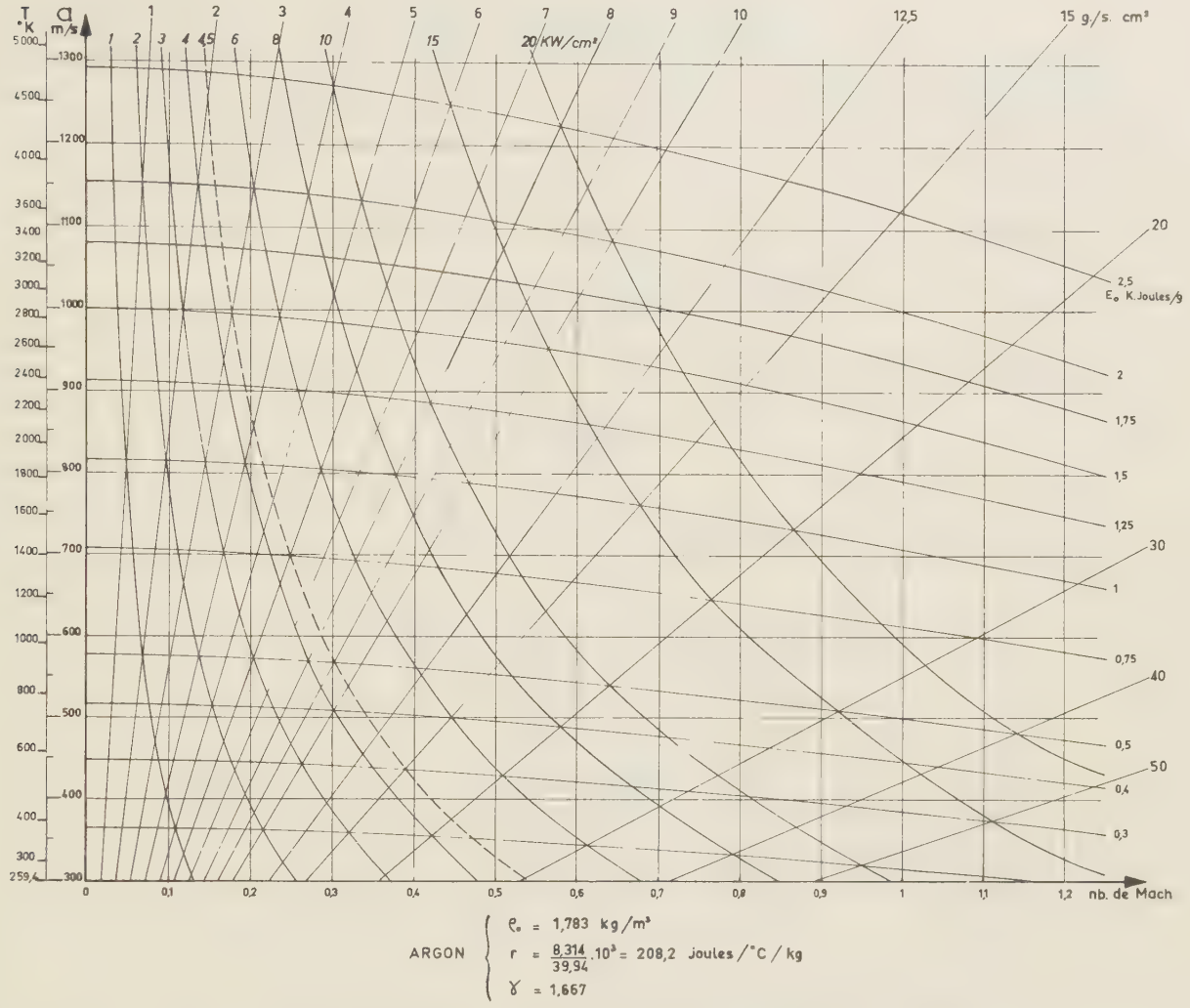


Figure 1 - Abaque énergétique de l'argon

- dans ce contexte, il n'est pas nécessaire de définir la forme de la tuyère : on peut avoir affaire à un convergent - divergent, c'est-à-dire considérer, au droit de la section de sortie, un écoulement supersonique ; dans ce cas, la condition sur les pressions statiques reste valable ;

- le jet est adiabatique ;

- l'argon est un gaz parfait.

On peut donc définir, avec ces hypothèses, le triple réseau de courbes, débit par unité de surface, énergie par unité de masse et puissance par unité de surface ; chacune de ces grandeurs est donnée en fonction de la vitesse du son et du nombre de Mach.

3.1.1 - Débit masse par unité de surface

On a :

$$\left[\frac{Q_M}{A}\right] = \rho U$$

où

$$\rho = \frac{\rho_o}{\alpha T} \quad \text{à pression constante}$$

soit, puisque :

$$T = \frac{a^2}{\gamma r}, \quad \rho = \frac{\rho_o}{\alpha a^2} \cdot \gamma r$$

d'où :

$$\left[\frac{Q_M}{A}\right] = \frac{\rho_o \gamma}{\alpha a^2} \cdot U = \frac{\rho_o \gamma r}{\alpha a} \cdot \mathfrak{M}$$

On peut donc tracer le réseau de droites, paramétrées en g/s.cm² :

$$a = \frac{\rho_o \gamma r}{\alpha \left[\frac{Q_M}{A}\right]} \mathfrak{M}$$

3.1.2 - Energie par unité de masse (enthalpie totale)

On a :

$$H_t = \frac{U^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma - 1} = a^2 \left[\frac{U^2}{2a^2} + \frac{1}{\gamma - 1}\right]$$

soit :

$$H_t = a^2 \left[\frac{\mathfrak{M}^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1}\right]$$

d'où le réseau de courbes, paramétrées en kJ/g :

$$a = \sqrt{H_t} \cdot \left[\frac{\mathfrak{M}^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

3.1.3 - Puissance par unité de surface

L'équation de ces courbes est donnée par le produit de l'enthalpie par le débit-masse unitaire, soit :

$$\left[\frac{W}{A}\right] = H_t \cdot \left[\frac{Q_M}{A}\right]$$

que l'on peut écrire :

$$\left[\frac{W}{A}\right] = a^2 \left[\frac{\mathfrak{M}^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1}\right] \rho_o \frac{\gamma r}{\alpha a} \cdot \mathfrak{M}$$

soit le réseau de courbes, paramétrées en kW/cm² :

$$a = \left[\frac{W}{A}\right] \left[\left(\frac{\mathfrak{M}^3}{2} + \frac{\mathfrak{M}}{\gamma - 1}\right) \frac{\rho_o \gamma r}{\alpha}\right]^{-1}$$

3.2 - Caractéristiques de la détente isentropique de l'argon [2].

Il existe peu de souffleries fonctionnant à l'argon. Aussi n'ayant pu trouver de tables des "caractéristiques de la détente isentropique" de ce gaz, on les a établies. Ce travail a nécessité l'emploi d'un calculateur électronique (CAB 500). Il s'agit, essentiellement, des trois tableaux suivants :

3.2.1. - Nombre de Mach en fonction du rapport des pressions

Soit, à partir de la relation :

$$\mathfrak{M} = \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left(\left[\frac{P_{totale}}{P_{statique}} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

avec :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3} ,$$

pour des nombres de Mach compris entre 0 et 1.

$\frac{P_{tot}}{P_{stat}}$	$\mathfrak{M}$	$\frac{P_{tot}}{P_{stat}}$	$\mathfrak{M}$	$\frac{P_{tot}}{P_{stat}}$	$\mathfrak{M}$	$\frac{P_{tot}}{P_{stat}}$	$\mathfrak{M}$
1,00	0,000000	1,28	0,557935	1,56	0,764149	1,84	0,910239
1,01	0,109369	1,29	0,567110	1,57	0,770126	1,85	0,914791
1,02	0,154443	1,30	0,576096	1,58	0,776035	1,86	0,919306
1,03	0,188876	1,31	0,584905	1,59	0,781877	1,87	0,923788
1,04	0,217777	1,32	0,593543	1,60	0,787654	1,88	0,929231
1,05	0,243128	1,33	0,602019	1,61	0,793367	1,89	0,932639
1,06	0,265951	1,34	0,610340	1,62	0,799019	1,90	0,937012
1,07	0,286849	1,35	0,618513	1,63	0,804610	1,91	0,941351
1,08	0,306221	1,36	0,626543	1,64	0,810142	1,92	0,945657
1,09	0,324339	1,37	0,634441	1,65	0,815617	1,93	0,949930
1,10	0,341405	1,38	0,642205	1,66	0,821035	1,94	0,954170
1,11	0,357572	1,39	0,649842	1,67	0,826399	1,95	0,958379
1,12	0,372957	1,40	0,657359	1,68	0,831709	1,96	0,962557
1,13	0,387654	1,41	0,664759	1,69	0,836967	1,97	0,966704
1,14	0,401741	1,42	0,672047	1,70	0,842173	1,98	0,970820
1,15	0,415280	1,43	0,679226	1,71	0,847329	1,99	0,974907
1,16	0,428324	1,44	0,686301	1,72	0,852436	2,00	0,978965
1,17	0,440918	1,45	0,693274	1,73	0,857495	2,01	0,982994
1,18	0,453101	1,46	0,700150	1,74	0,862507	2,02	0,986994
1,19	0,464905	1,47	0,706931	1,75	0,867473	2,03	0,990967
1,20	0,476359	1,48	0,713620	1,76	0,872393	2,04	0,994911
1,21	0,487489	1,49	0,720221	1,77	0,877270	2,05	0,998829
1,22	0,498317	1,50	0,726735	1,78	0,882103	2,06	1,002720
1,23	0,508864	1,51	0,733166	1,79	0,886894	2,07	1,006585
1,24	0,519146	1,52	0,739516	1,80	0,891643	2,08	1,010424
1,25	0,529181	1,53	0,745787	1,81	0,896351	2,09	1,014238
1,26	0,538982	1,54	0,751981	1,82	0,901020	2,10	1,018026
1,27	0,548563	1,55	0,758101	1,83	0,905648		

3.2.2 - Caractéristiques adimensionnelles d'une détente isentropique de l'argon dans une tuyère

On a affecté de l'indice 0 les conditions génératrices de l'écoulement. En tout point de celui-ci, on peut établir la variation de ses caractéristiques en fonction de l'évolution de son nombre de Mach.

$\mathfrak{M}$	$\frac{T}{T_c}$	$\frac{\rho}{\rho_c}$	$\frac{P}{P_c}$	$\frac{a}{a_c}$	$\frac{S}{S_c}$
0,1	0,997	0,995	0,992	0,998	5,662
0,2	0,987	0,980	0,967	0,993	2,888
0,3	0,971	0,957	0,929	0,985	1,989
0,4	0,949	0,925	0,878	0,974	1,560
0,5	0,923	0,887	0,819	0,961	1,320
0,6	0,893	0,844	0,753	0,945	1,176
0,7	0,860	0,797	0,685	0,927	1,087
0,8	0,824	0,748	0,617	0,908	1,035
0,9	0,787	0,699	0,550	0,887	1,008
1,0	0,750	0,650	0,487	0,866	1,000
1,1	0,713	0,602	0,429	0,844	1,007
1,2	0,676	0,555	0,375	0,822	1,026
1,3	0,640	0,512	0,327	0,800	1,057
1,4	0,605	0,470	0,284	0,778	1,098
1,5	0,571	0,432	0,247	0,756	1,148
1,6	0,540	0,396	0,214	0,735	1,207
1,7	0,509	0,364	0,185	0,714	1,275
1,8	0,481	0,333	0,160	0,693	1,351
1,9	0,454	0,306	0,139	0,674	1,436
2,0	0,429	0,281	0,120	0,655	1,530
2,1	0,405	0,258	0,104	0,636	1,633
2,2	0,383	0,237	0,091	0,619	1,745
2,3	0,362	0,218	0,079	0,602	1,866
2,4	0,341	0,200	0,069	0,585	1,996
2,5	0,324	0,185	0,060	0,569	2,137
2,6	0,307	0,170	0,052	0,554	2,287
2,7	0,292	0,157	0,046	0,540	2,448
2,8	0,277	0,146	0,040	0,526	2,620
2,9	0,263	0,135	0,035	0,513	2,802
3,0	0,250	0,125	0,031	0,500	2,996
3,1	0,238	0,116	0,028	0,488	3,202

indice c : grandeur au col

sans indice : grandeur en un point de l'axe de l'écoulement

Ainsi, la température, rapportée à sa valeur initiale, sera donnée par le rapport :

$$\frac{T}{T_o} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma-1}{2}\mathfrak{M}^2}$$

De même pour la masse volumique :

$$\frac{\rho}{\rho_o} = \left[\frac{1}{1 + \frac{\gamma-1}{2}\mathcal{M}^2}\right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

Les pressions sont données par :

$$\frac{P}{P_o} = \left(\frac{T}{T_o}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Pour la vitesse du son, on a :

$$\frac{a}{a_o} = \sqrt{\frac{T}{T_o}}$$

Si la tuyère, qui est le siège de l'écoulement, est amorcée, elle présente une section critique, A_c, où le régime devient sonique (puis supersonique). Si on se réfère à cette dernière, la loi des aires s'écrit :

$$\frac{A}{A_c} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2}\mathcal{M}^2\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \frac{1}{\mathcal{M}}$$

3.2.3 - Onde de choc plane

Les conditions à l'amont de l'onde de choc sont indicées 1, à l'aval, 2.

Les sept colonnes du tableau ci-après donnent la valeur numérique de l'évolution, en fonction du nombre de Mach amont, des :

- pressions $\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma\mathcal{M}_1^2 + 1-\gamma}{1+\gamma}$
- masses volumiques (ou vitesses) $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{(\gamma+1)\mathcal{M}_1^2}{(\gamma-1)\mathcal{M}_1^2 + 2}$
- températures $\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}$
- vitesses aval rapportées aux vitesses du son amont : $\frac{U_1}{a_1} = \mathcal{M}_1 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}$
- nombre de Mach aval $\mathcal{M}_2 = \mathcal{M}_1 \left[\frac{P_1}{P_2} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}\right]^{\frac{1}{2}}$
- pressions au repos aval P' : $\frac{P'}{P_1} = \frac{\gamma+1}{2}\mathcal{M}_1^2 \left[\frac{(\gamma+1)\mathcal{M}_1^2}{4\gamma\mathcal{M}_1^2 - 2(\gamma-1)}\right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$
- pressions au repos aval rapportées aux pressions génératrices amont :

$$\frac{P'}{P_o} = \frac{P'}{P_1} \cdot \left[1 + \frac{\gamma-1}{2}\mathcal{M}_1^2\right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Onde de choc plane
Rapport des conditions aval aux conditions amont

$\mathfrak{M}_1$	$\frac{P_2}{P_1}$	$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	$\frac{T_2}{T_1}$	$\frac{U_2}{U_1}$	$\mathfrak{M}_2$	$\frac{P'}{P_1}$	$\frac{P'}{P_o}$
1,0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	2,054	1,000
1,1	1,262	1,150	1,098	0,869	0,913	2,332	1,000
1,2	1,550	1,297	1,194	0,771	0,846	2,649	0,994
1,3	1,862	1,442	1,292	0,693	0,793	3,000	0,982
1,4	2,199	1,581	1,391	0,632	0,751	3,385	0,963
1,5	2,562	1,714	1,494	0,583	0,716	3,803	0,939
1,6	2,949	1,842	1,601	0,542	0,686	4,251	0,909
1,7	3,362	1,963	1,713	0,509	0,662	4,730	0,876
1,8	3,799	2,077	1,829	0,481	0,641	5,240	0,840
1,9	4,262	2,185	1,951	0,457	0,623	5,780	0,802
2,0	4,749	2,286	2,077	0,437	0,607	6,349	0,763
2,1	5,261	2,381	2,210	0,419	0,593	6,949	0,725
2,2	5,799	2,470	2,348	0,404	0,581	7,579	0,686
2,3	6,361	2,553	2,492	0,391	0,571	8,238	0,649
2,4	6,948	2,630	2,642	0,380	0,561	8,927	0,613
2,5	7,561	2,703	2,797	0,369	0,553	9,645	0,578
2,6	8,198	2,771	2,959	0,360	0,546	10,934	0,544
2,7	8,860	2,834	3,126	0,352	0,539	11,171	0,513
2,8	9,548	2,893	3,300	0,345	0,533	11,979	0,483
2,9	10,260	2,949	3,480	0,339	0,527	12,815	0,454
3,0	10,997	3,000	3,666	0,333	0,522	13,682	0,427
3,1	11,760	3,049	3,857	0,327	0,518	14,578	0,402
3,2	12,547	3,094	4,055	0,323	0,514	15,503	0,379
3,3	13,359	3,136	4,260	0,318	0,510	16,457	0,357
3,4	14,197	3,176	4,470	0,314	0,506	17,442	0,336
3,5	15,059	3,213	4,686	0,311	0,503	18,455	0,317
3,6	15,946	3,248	4,909	0,307	0,500	19,498	0,299
3,7	16,859	3,281	5,138	0,304	0,497	20,571	0,282
3,8	17,796	3,312	5,373	0,301	0,495	21,673	0,266
3,9	18,758	3,341	5,614	0,299	0,483	22,804	0,251
4,0	19,746	3,369	5,861	0,296	0,490	23,965	0,237
4,1	20,758	3,395	6,115	0,294	0,488	25,155	0,224

Indice 1 propriété à l'amont de l'onde de choc
Indice 2 propriété à l'aval de l'onde de choc
Po pression génératrice amont
P' pression au repos aval

4 - CONDITIONS ÉNERGÉTIQUES - TRIANGLE DES CARACTÉRISTIQUES D'UNE TUYÈRE (fig. 2)

Si l'on se reporte à l'abaque énergétique de l'argon, on peut constater que les vitesses et températures des différents régimes d'écoulement sont régies par un seul paramètre : la section du jet libre.

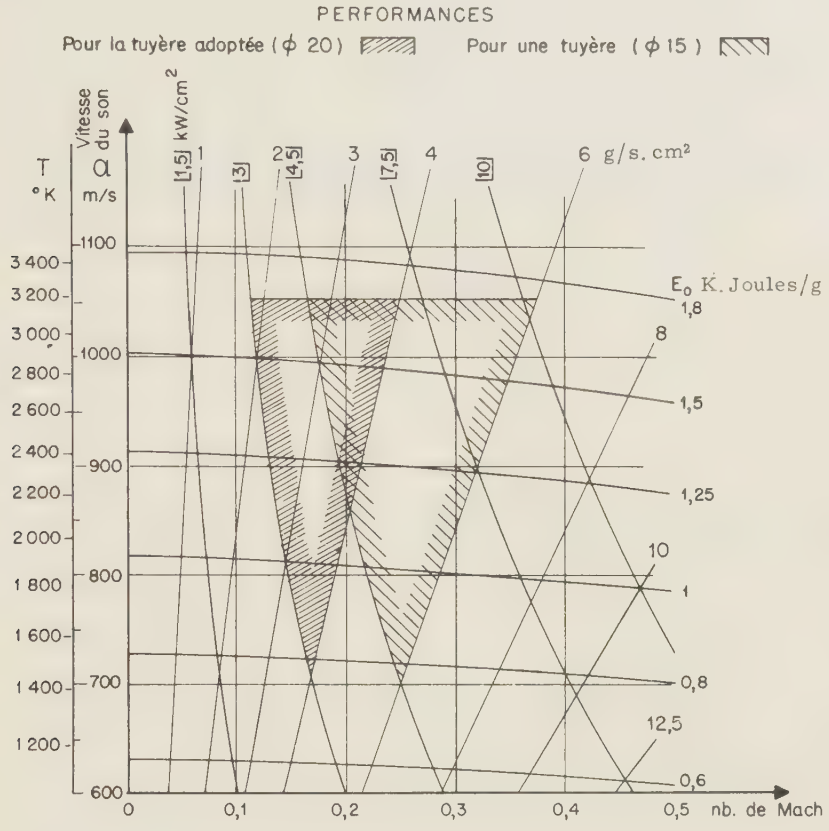


Figure 2 - Triangles des caractéristiques

On ne peut la choisir trop grande : la puissance lui est directement proportionnelle. Ce sont les possibilités d'effectuer des mesures fines qui ont conduit à adopter une tuyère de diamètre 20 mm : on peut en effet réaliser des sondes de pression de 1 mm d'encombrement. Le rapport $\frac{\text{section sonde}}{\text{section jet}}$ est alors suffisamment petit (0,25 %) pour que l'écoulement ne soit pas perturbé.

Connaissant la surface, on peut prévoir l'ensemble des caractéristiques de la soufflerie : celles-ci figurent sur l'abaque énergétique sous la forme d'un triangle dont les côtés sont définis de la façon suivante :

- le côté horizontal représente la température maximale qu'il ne faut pas dépasser : 3200° (limitation due au tungstène, qui fond à 3685°) ;

- un deuxième côté est matérialisé par la droite de débit 4g/s.cm² ; en effet, le débit d'argon installé est, au maximum, de 12 g/s ;

- le troisième côté représente le régime de puissance minimal pour lequel la torche à plasma, utilisée comme générateur de gaz chauds, sera stable.

Tous les points compris à l'intérieur de ce triangle sont accessibles : il suffit, pour les atteindre, de modifier soit la puissance électrique fournie à l'arc, soit le débit d'argon.

Pour la tuyère de 20 mm, les caractéristiques limites sont donc :

- températures de 1400 à 3200° ;
- vitesses de 100 à 250 m/s à 3200°
  120 m/s à 1400°,

On a tracé également à titre d'exemple le triangle correspondant à une tuyère de diamètre 15 mm.

Chapitre II

Conception et réalisation de l'installation

INTRODUCTION

La réalisation de cette soufflerie à l'argon, dont les caractéristiques d'écoulement sont définies au paragraphe précédent, a nécessité la mise au point :

- d'une torche à plasma qui fut étudiée pour servir de générateur de gaz chauds ;

- d'un four hautes températures (comprenant essentiellement une isolation au rayonnement). Au centre de ce dernier, on a placé la tuyère de tranquillisation définissant le jet de la soufflerie ;

- de tous les auxiliaires de mesures et de fonctionnements nécessaires à la bonne marche de l'installation.

Sur la figure 3, figure la vue d'ensemble de l'installation ; sur la figure 4, on peut remarquer l'importance relative des éléments qui constituent la soufflerie proprement dite.

Enfin la figure 5 donne un aperçu de la forme de l'écoulement obtenu : le jet est transparent ; seule, la tuyère le définissant et une sonde placée sur son axe sont les témoins de son haut niveau enthalpique.

1 - GÉNÉRATEUR DE GAZ CHAUDS

Le générateur de gaz chauds adopté pour la soufflerie est une torche à plasma. Ce choix découle de celui de l'argon comme fluide de base de l'installation ; c'est, en effet, le seul moyen dont on dispose pour porter ce gaz à des températures supérieures à 3000°. Par ailleurs, cet appareil est très souple d'emploi, permettant de larges possibilités de réglage, aussi bien en débit de gaz à chauffer qu'en énergie électrique fournie.

1.1 - Principe de la torche à plasma (figure 6)

Une torche à plasma se compose, essentiellement, d'un arc électrique que l'on fait jaillir entre deux électrodes coaxiales. Un jet de gaz, orienté suivant l'axe de l'électrode centrale (la cathode), souffle cet arc. Il est ensuite évacué vers l'extérieur par l'intermédiaire d'une tuyère d'éjection qui constitue la seconde électrode (l'anode). Ce soufflage se fait de façon à rendre permanent en moyenne un phénomène instable. La géométrie de révolution que l'on est tenu d'adopter, favorise un effet de striction tendant à concentrer l'énergie au centre du courant gazeux, le rendant plus conducteur à cet endroit. De ce fait, sa température s'élève. Le retour du courant continu issu de la cathode se fait par la tuyère anodique sous la forme d'une multitude de petis arcs. Une forte circulation d'eau empêche sa détérioration en abaissant la température du métal de la tuyère.

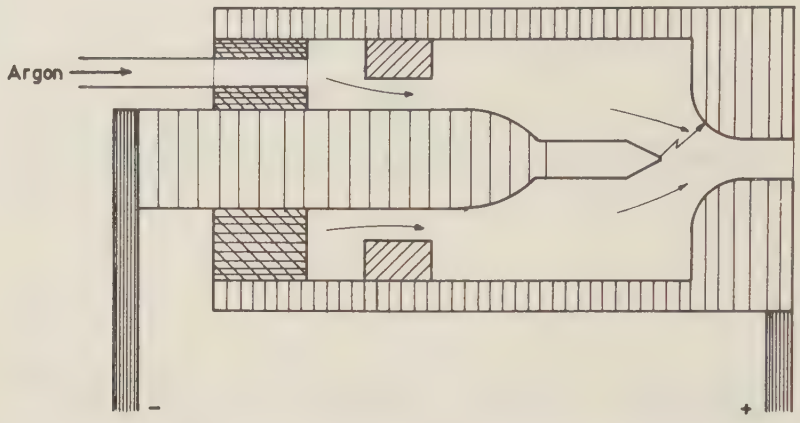


Figure 6 - Schéma de principe d'une torche à plasma

1.2 - Description de l'appareil (fig. 7a et b.)

Quelques essais préliminaires ont été nécessaires pour mettre au point l'appareil tel qu'il fonctionne actuellement. Lors de sa conception, les applications des torches à plasma étaient essentiellement la soudure et la projection de matériaux très réfractaires. La buse de sortie était conçue de façon à concentrer au maximum l'énergie contenue dans le gaz : le diamètre des cols des tuyères était faible (de l'ordre de 5 mm), et conduisait à un jet sonique d'une température axiale de 15000° environ. Ces performances ne sont pas adaptées à la réalisation du générateur de gaz chauds nécessaire à cette soufflerie : d'une part, il faut aborder les écrans de tranquillisation avec une vitesse réduite, d'autre part, une trop grande localisation de l'énergie risque de perforer ces mêmes écrans. On a donc quadruplé la section du col d'éjection du plasma (diamètre 10 mm).

Pour prévenir un manque de stabilité de l'arc électrique (conséquence des dimensions de la tuyère par rapport à ce qui est admis généralement) on accroît l'effet de striction du dard en dirigeant l'écoulement le long de l'électrode axiale (cathode) et on imprime une rotation globale au gaz en injectant un débit réglable d'argon par des orifices situés dans un plan normal à l'axe de l'écoulement (fig. 8).

Cet appareil est un compromis entre ceux dits "à tourbillon gazeux" (introduction tangentielle du gaz) et les plus courants appelés à "gaine gazeuse" (arrivée axiale).

Sur la coupe du générateur (fig. 7b), on remarque les deux pièces essentielles : la cathode (2) avec son embout de tungstène monté sur un support mobile, refroidi à l'eau ; la tuyère anodique (7) en cuivre, également pourvue d'un circuit de refroidissement (6) ; la circulation d'eau est forcée par un écran situé au niveau du col (8). Les positions respectives des électrodes, sur ce schéma, correspondent à celles de l'amorçage de l'arc. Cette opération effectuée, un dispositif oléopneumatique (1) permet de reculer la cathode d'environ 15 mm. Une chambre de mise en pression de l'argon (3) permet de répartir le débit soit axialement par l'intermédiaire du masque (4) (refroidi à cause du rayonnement de l'arc), soit tangentiellement par les orifices (5). Le réglage de la mise en rotation de l'écoulement se fait en obstruant plus ou moins ces arrivées (5) par l'intermédiaire d'un anneau perforé, glissant sur la couronne d'alimentation tangentielle (fig. 8) ; sa commande est reportée à l'extérieur de la torche. Il n'y a donc qu'une seule arrivée d'argon avec partage par équilibrage des pertes de charge. A l'amont de la torche, la régulation et le contrôle du débit se font par débitmètre à col sonique.

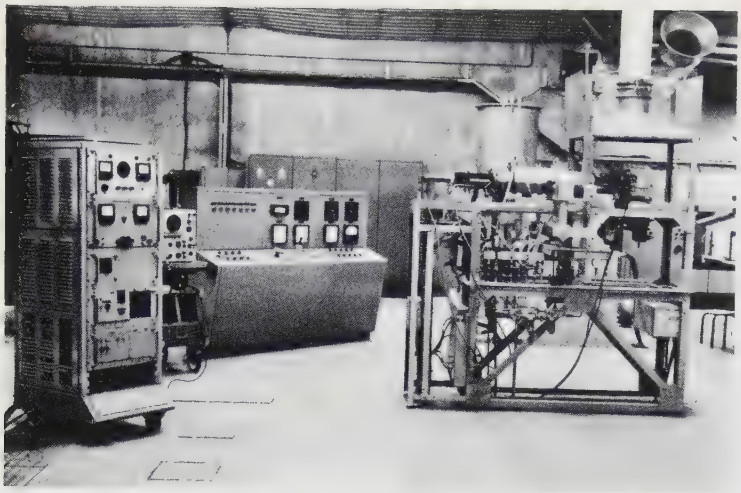


Figure 3

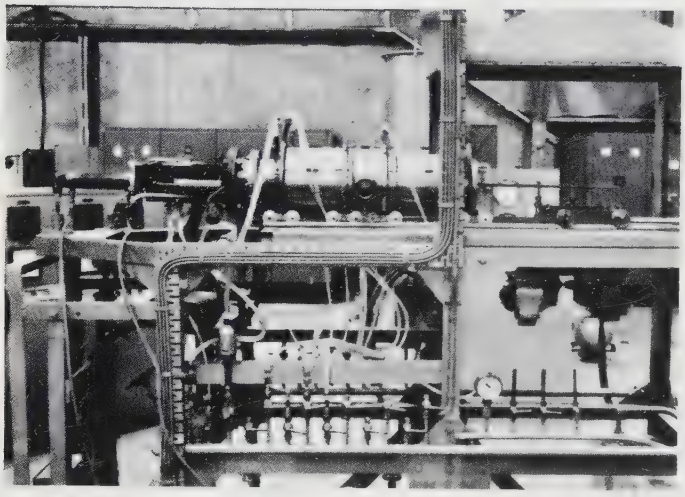


Figure 4

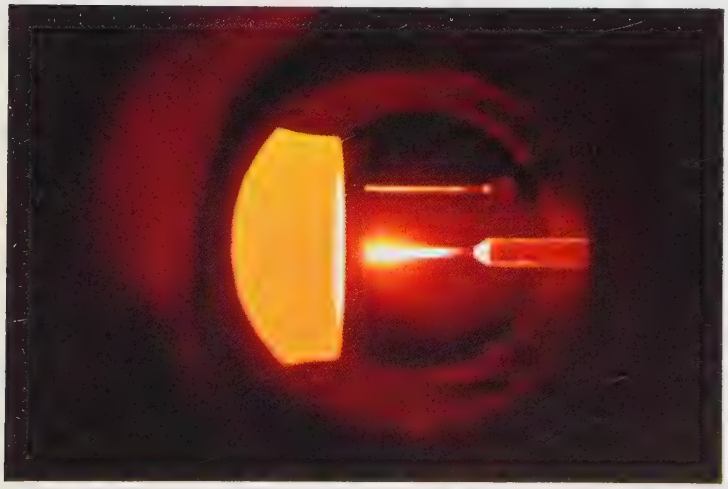


Figure 5 - Le jet de la soufflerie à 2500°

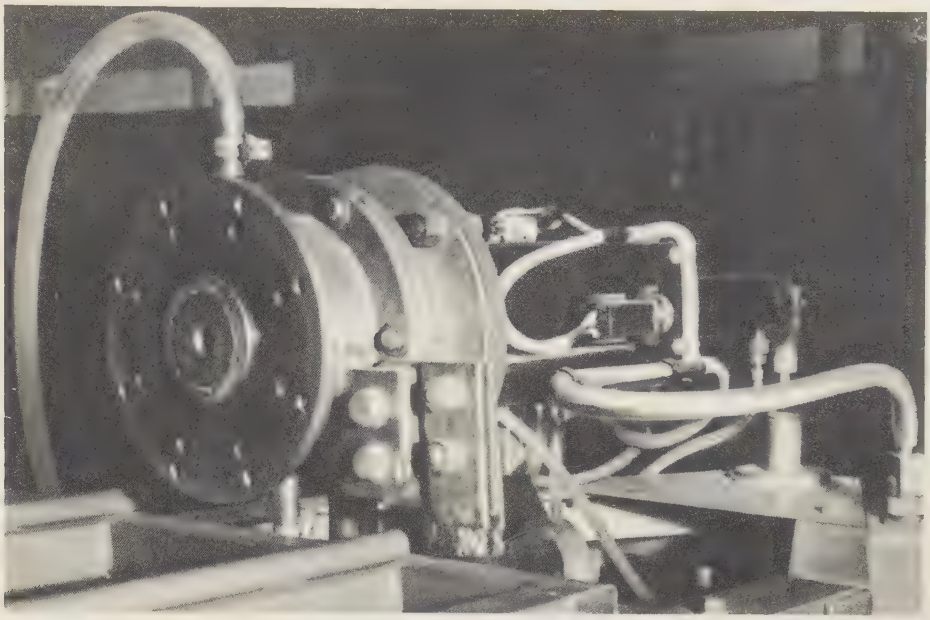


Figure 7a

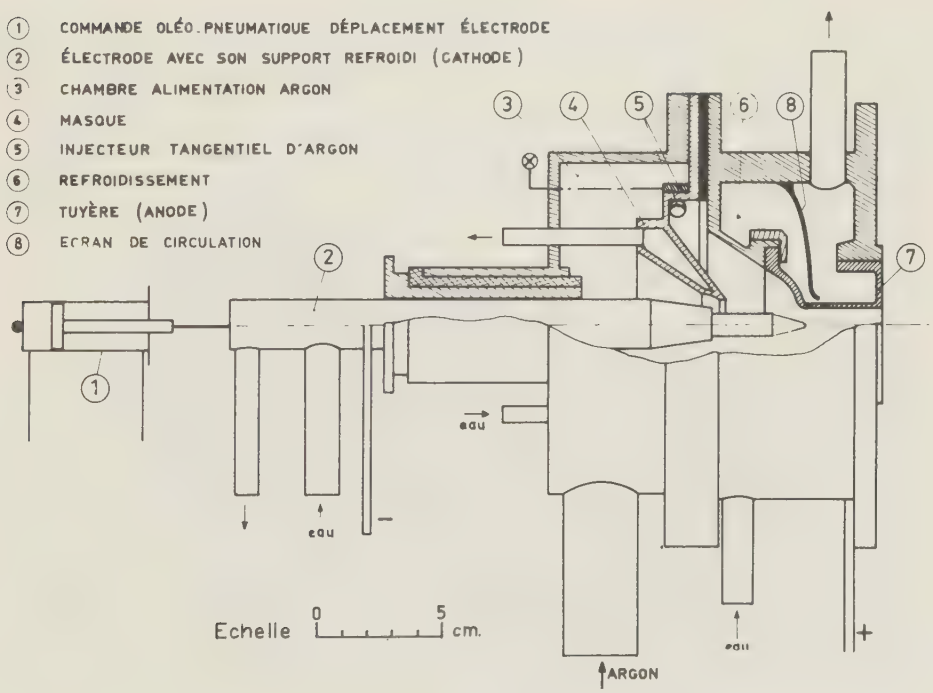


Figure 7b - Représentation schématique "Torche"

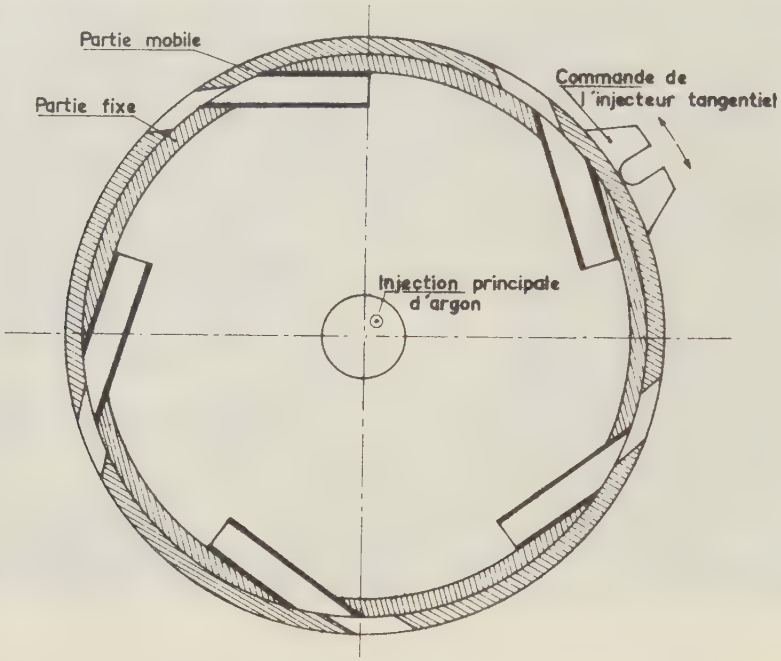


Figure 8 - Vue en coupe de l'injecteur tangentiel. Voir représentation schématique torche (repère 5)

La propriété fondamentale de ces débitmètres est d'arrêter au niveau du col sonique, les fluctuations provenant de l'aval. Le débit n'est alors fonction que des conditions amont, pression absolue et température du gaz. On réalise ainsi l'amortissement des variations de puissances électriques qui sont dues, en général à des fluctuations de débit. Les régimes que l'on se fixe sont, avec cet appareil, très stables dans le temps.

Nous examinerons, plus loin, pour compléter cette étude sur la torche :

- la méthode de mesure des débits par cols soniques et l'étalonnage du débitmètre ;

- la détermination expérimentale de son rendement énergétique et ses caractéristiques de fonctionnement (cette étude fait l'objet de l'annexe n° 1).

2 - FOUR : CHAMBRE DE TRANQUILLISATION (fig. 9)

La pièce maitresse de la soufflerie est une tuyère en tungstène dans laquelle les gaz chauds, issus de la torche, sont tranquillisés. Ils forment, après leur passage dans le convergent terminal de celle-ci, le jet libre qui constitue la soufflerie proprement dite.

On avait, au début, prévu cette tranquillisation en graphite dense. A la suite de difficultés d'usinage, la tuyère avait due être réalisée par un emboîtement de plusieurs éléments. Les résultats étaient satisfaisants (cf. paragraphe suivant "Définition du jet") mais l'étanchéité de ce montage étant défectueux, on lui a préféré un système monobloc.

La tuyère de tranquillisation (voir fig. 10) a donc été réalisée en une seule pièce : du tungstène projeté sur un moule en aluminium refroidi à l'air. On emploie, pour ce

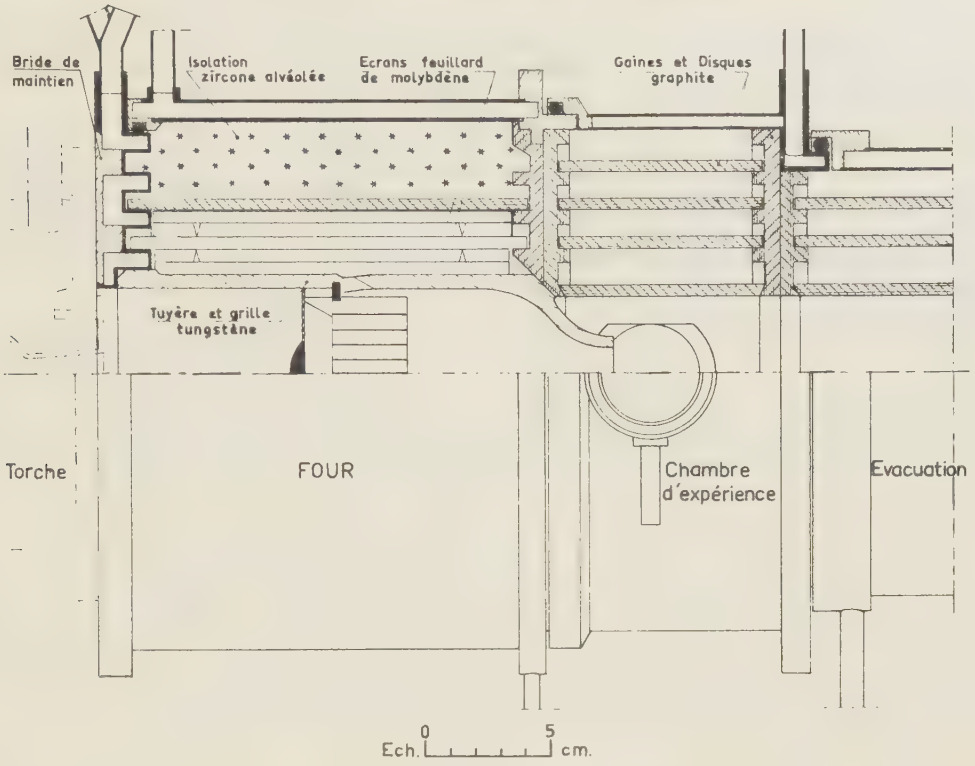


Figure 9 - Four, Chambre d'Expérience

Figure 10

faire, une torche à plasma alimentée par un gaz contenant de l'hydrogène. La poudre de tungstène est injectée dans le dard de sortie, au niveau du col de la tuyère anodique. On élimine ensuite le moule support en l'attaquant à la soude. La stabilisation de la pièce est ensuite assurée par un frittage à 1500° pendant quelques heures.

Sa base est sertie dans une bride en laiton, refroidie à l'eau ; des chicanes augmentent la surface d'échange. Ce montage assure l'étanchéité et la continuité torche-tuyère ; en effet, comme nous le verrons par la suite, la connaissance du débit massique du jet libre permet de déterminer, avec une carte des pressions totales, ses caractéristiques (vitesse, température). Comme ce débit est mesuré en zone froide, il est essentiel d'éviter toute fuite pour conserver une bonne précision.

L'autre extrémité de la tuyère a la forme d'un convergent dont la génératrice est une sinusoïde.

L'étude des différentes formes de tranquillisation essayées fera l'objet du prochain paragraphe. Il est à signaler toutefois, que seuls les montages en tungstène ont pu résister. En particulier, le tantale, dont la température de fusion est 3270°, n'a pas donné satisfaction : placé au coeur de la tuyère, il fond.

Deux sortes d'isolation ont été prévues pour protéger cette tuyère :

- Une enveloppe extérieure en métal, comportant une circulation d'eau, isole la pièce centrale de l'air ambiant (en effet, aux températures élevées, le tungstène s'oxyde très rapidement). Les dilatations internes se répercutent sur cette enveloppe par l'intermédiaire de brides en graphite qui assurent, par ailleurs, le centrage des pièces. Elles sont compensées par des ressorts externes, l'enveloppe pouvant se déplacer sur des portées cylindriques. L'étanchéité est assurée par joints toriques ;

- Une isolation thermique a été mise au point, avec un double souci : une faible inertie thermique et un rendement optimal. Elle est assurée, tout d'abord, par cinq écrans en feuillard de molybdène (température de fusion : 2880°) de forme cylindrique disposés concentriquement. Leur écartement est assuré par des pointes, rivées sur chacun d'eux, de manière à éliminer les pertes par conduction. A leur périphérie, entre le dernier écran et l'enveloppe extérieure, on a disposé de la poudre de zircone alvéolée (tenue au feu : environ 2400°) ; ce matériau, sous cette forme, est un excellent isolant.

L'inertie thermique de ce four est relativement faible, grâce aux écrans protégeant du rayonnement : la stabilité d'un régime de caractéristiques moyennes est obtenue après environ un quart d'heure de fonctionnement.

Il n'a pas été possible d'apprécier, comme pour la torche, le rendement énergétique de cette partie de l'installation. En effet, les pertes par conduction ne sont pas calculables. Néanmoins, une estimation sommaire permet de chiffrer le rendement du four aux environs de 75 %. Avec l'oxydation inévitable, il est certain que son efficacité a décru au fur et à mesure de son utilisation : les surfaces se sont ternies, d'où un accroissement des pertes par rayonnement.

3 - DÉFINITION DU JET (fig. 11 et 5)

Il n'existe pratiquement aucun critère théorique qui permette de résoudre les problèmes de tranquillisation. Les solutions apportées sont toujours empiriques. Toutefois, on peut noter l'influence prépondérante de certains paramètres ; ainsi, pour la soufflerie à gaz très chauds, la viscosité joue un grand rôle : l'argon, à 3000°, a une viscosité dynamique 5 fois plus grande qu'à froid ; le nombre de Reynolds, calculé sur les caractéristiques moyennes de l'écoulement dans la tuyère tungstène, ne dépasse pas 10.000, ce qui permet de prévoir l'efficacité d'écrans de perte de charge. Par ailleurs,

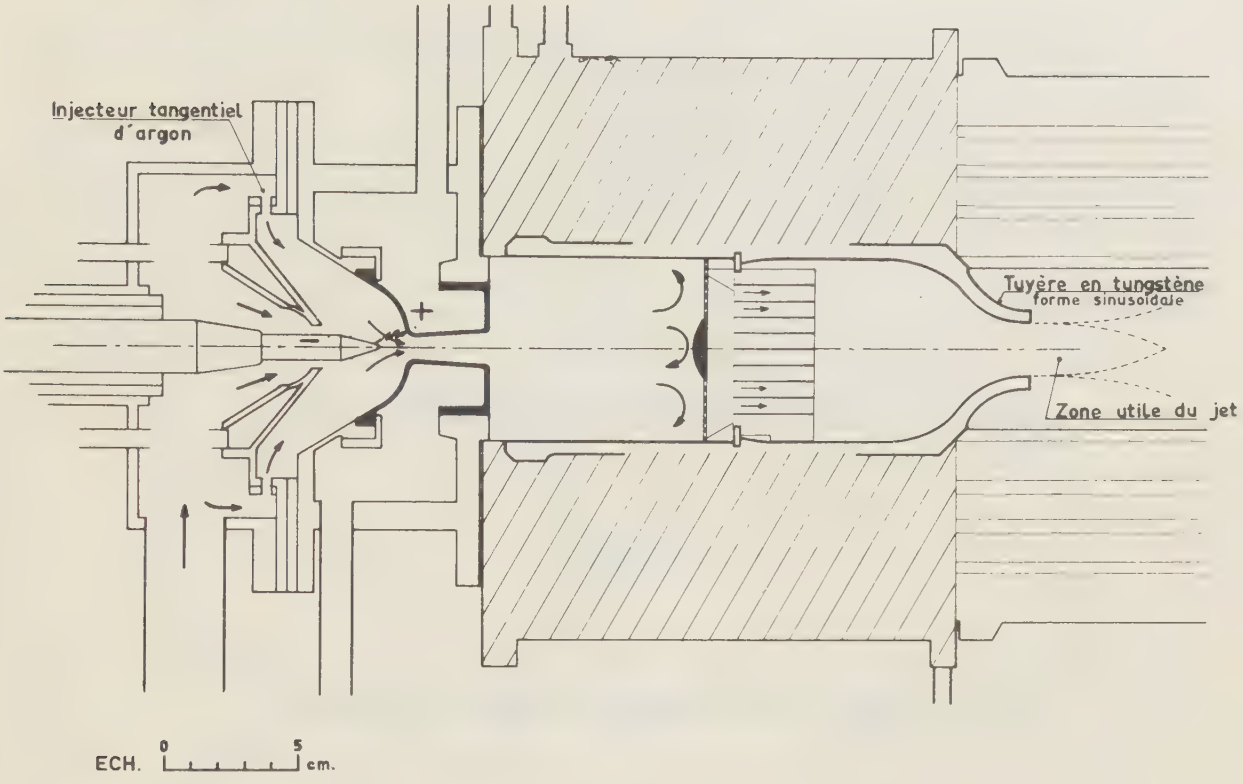


Figure 11 - Schéma de principe de l'écoulement

les conditions géométriques propres à l'installation ont guidé le choix des configurations les mieux adaptées.

Précisons, tout d'abord, les données du problème dans le cas de la soufflerie à gaz très chauds : on veut obtenir un jet à profil de vitesse et température carré ; les conditions géométriques sont les suivantes :

- élargissement brusque à la sortie de la torche ; le diamètre de la tuyère anodique est de 12 mm, celui de la chambre de tranquillisation de 70 mm : le rapport de section est donc de 34 ;

- grande localisation de l'énergie suivant l'axe ; le dard constitué par les gaz chauds issus de la torche a pour dimensions, à l'air libre : longueur 30 à 40 mm, diamètre 10 à 15 mm. On peut prévoir qu'il s'allongera en atmosphère chaude ;

- longueur droite de la tuyère en tungstène de tranquillisation 145 mm (soit un peu plus de deux fois son diamètre, 70 mm). C'est au milieu de celle-ci que l'on a prévu de disposer les écrans ;

- convergent (forme sinusoïdale) de longueur 50 mm avec un rapport de section $\left(\frac{70}{20}\right)^2 \sim 12$.

Examinons maintenant les configurations adoptées.

3.1 - Ecrans coniques (angle au sommet = 120°)

Cet ensemble correspond au premier montage essayé ; il était réalisé en graphite dense, matériau qui se prête assez bien à l'usinage et qui est très réfractaire. Sur la figure 12, on remarquera :

- Le sommet du cône, placé face au dard de sortie de la torche, est coiffé d'un bloc de graphite. Le but de ce dernier est, d'une part d'écraser le dard et l'obliger à s'épanouir dans tout l'espace de la tuyère ; d'autre part, la température étant très élevée suivant l'axe, ce bloc est destiné à absorber l'énergie excédentaire en se sublimant ;

- Les parois du cône (épaisseur 4 mm) sont perforées, trous de ∅ 3, normalement aux génératrices de ce dernier, et non parallèlement à l'axe de l'écoulement, ceci, dans le but de créer une composante radiale de la vitesse tendant à compenser les effets de l'obstable précédent. Notons que le coefficient de porosité de cet écran est de 0,17.

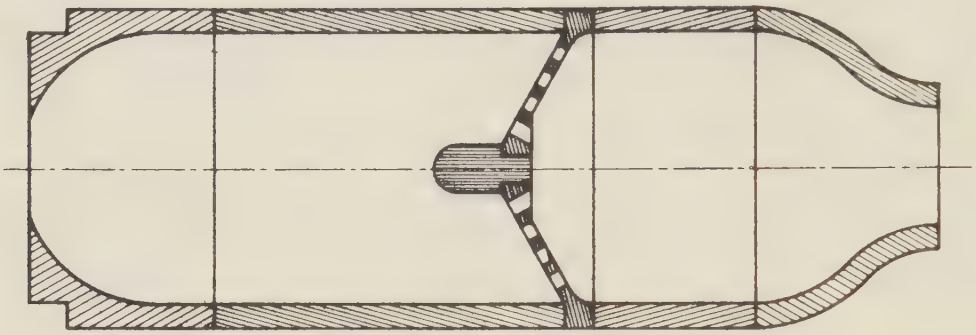


Figure 12 - Tranquillisation avec écran conique. (Montage graphite)

La vérification de l'efficacité de ce montage (comme d'ailleurs pour les suivants), se fait de façon globale ; on l'examine sur une carte de pression totale établie par tube de Pitot. Ce procédé n'est rigoureux que si le profil en question est carré. Dans ce cas, on peut considérer que vitesses et températures ont également un profil carré sur un diamètre du jet.

Le montage à écran conique a donné toute satisfaction quant à la définition du jet ; on peut constater, sur le profil joint (fig. 13) correspondant à un régime à 2250°, la constance de la pression dynamique sur un diamètre du jet.

Malheureusement, il a fallu abandonner cette méthode, car l'assemblage était poreux ; en effet, le disque conique ne peut être réalisé de façon à être solidaire de la chambre de tranquillisation ; il a fallu l'emboîter sur des entretoises, également en graphite. L'étanchéité, à la jonction de ces pièces, ne peut pas être assurée (le graphite ne se soude pas) et le débit de fuite qui en résulte ne peut être chiffré.

Par ailleurs, l'écoulement se charge, sur les pièces en graphite, de fines suspensions de carbone ; les sondes, de faibles diamètres, s'y obstruent donc très rapidement.

C'est à la suite de ces constatations que l'on a décidé de fabriquer un ensemble de tranquillisation en tungstène projeté monobloc.

3.2 - Grille perforée

La tuyère en tungstène projeté comporte, en son centre, trois ergots de fixation destinés à recevoir les écrans de tranquillisation. Notons que ce montage permet de limiter les échanges thermiques par conduction, les surfaces de contact étant réduites.

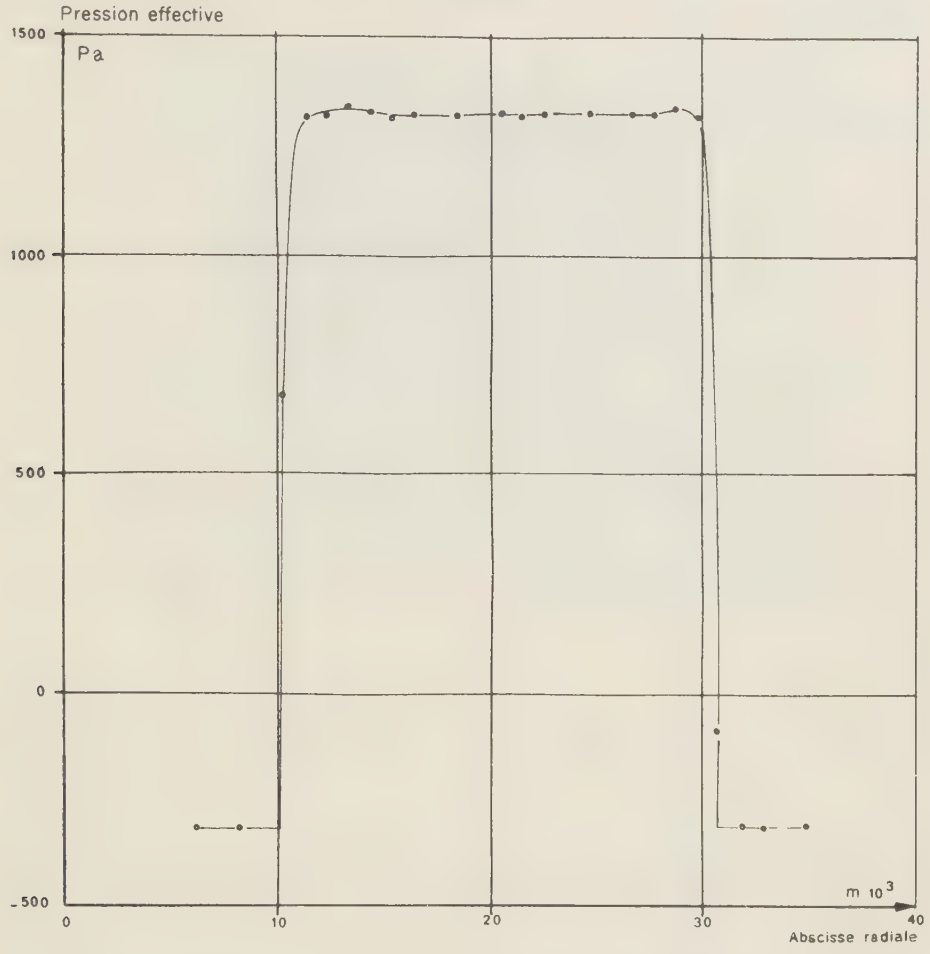


Figure 13 - Etude du jet à chaud. Montage graphite avec écran conique

Le montage à écran conique ayant donné satisfaction, on avait envisagé une réalisation similaire en tungstène. Il a fallu très vite abandonner ce projet, tant les difficultés d'usinage étaient grandes.

On a donc essayé une grille plane en tungstène, d'épaisseur 1,5 mm. Des trous, de diamètre 2,5 mm, ont été percés par électroérosion ; le coefficient de porosité est de 0,38.

Le même test que précédemment (carte des pressions totales) a été appliqué à ce montage. Comme on peut le constater sur la figure 14, les résultats ne sont pas bons ; il y a un écart de plus de 10 % entre le minimum et le maximum du palier de pression ; de plus, cette carte traduit la présence d'une dissymétrie notable dans le jet.

On peut, néanmoins, noter l'influence d'une composante tangentielle de la vitesse au niveau du dard, à l'amont de la grille. Cette rotation est due à l'injection annulaire d'argon au niveau de l'alimentation de la torche. Elle se traduit au niveau du jet, par un aplatissement du profil. Mais il est à craindre que le moment de rotation se conserve, et qu'il existe également au niveau du jet, une composante tangentielle. Pour l'éliminer, on a utilisé un nid d'abeille.

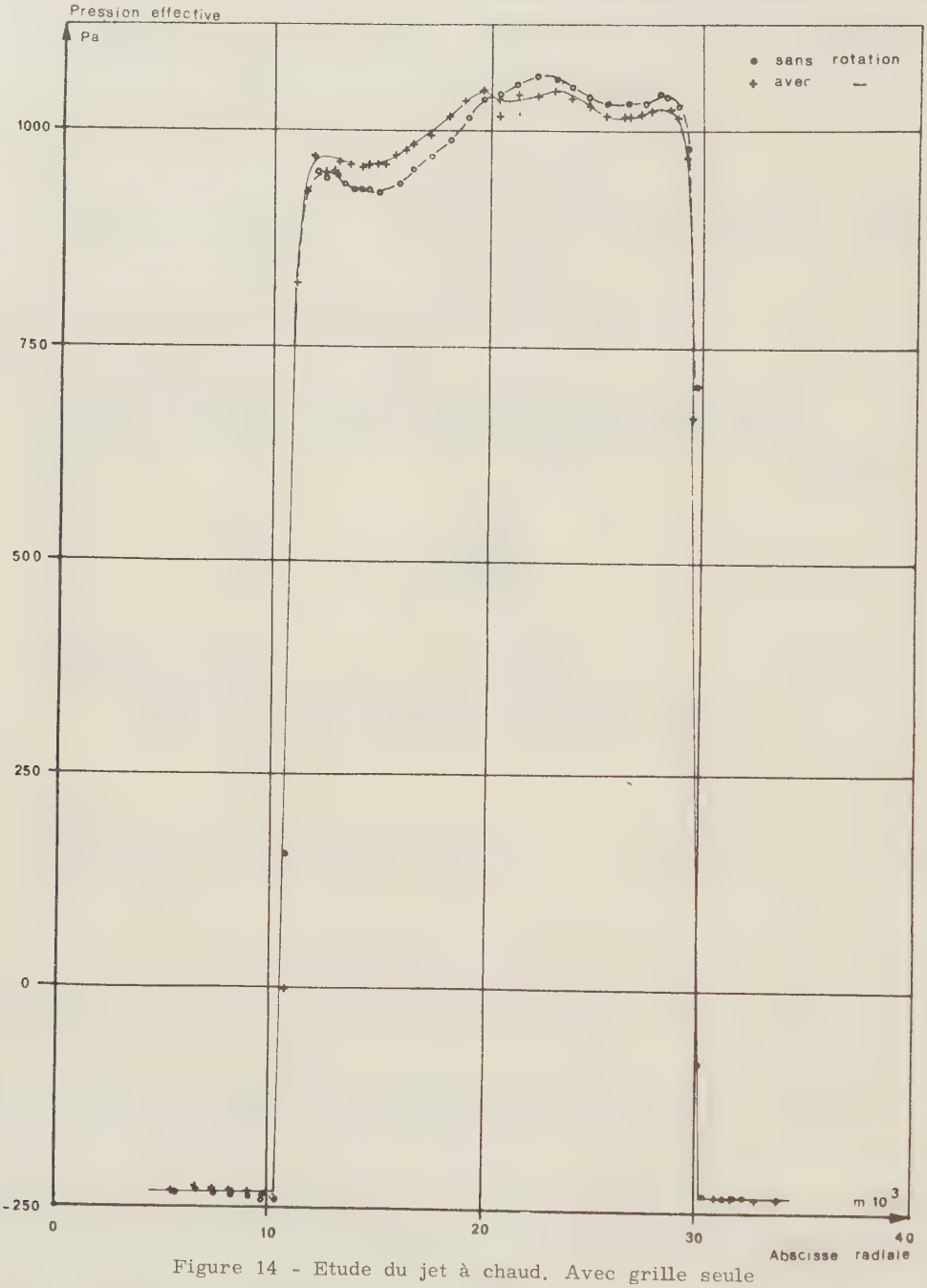


Figure 14 - Etude du jet à chaud. Avec grille seule

3.3 - Grille et nid d'abeille (fig. 15)

Le nid d'abeille est fabriqué en feuillard de tungstène de 0,25 mm d'épaisseur. L'usinage des fentes permettant l'emboîtement des feuilles a été réalisé par électroérosion. Les côtes de la maille élémentaire sont : 6 mm de côté, 30 mm de longeur. Le rapport maille sur longueur est de 1/5. La distance séparant la grille du nid d'abeille est de 10 mm. Les essais de ce montage ont été faits en deux temps : à froid et à chaud.

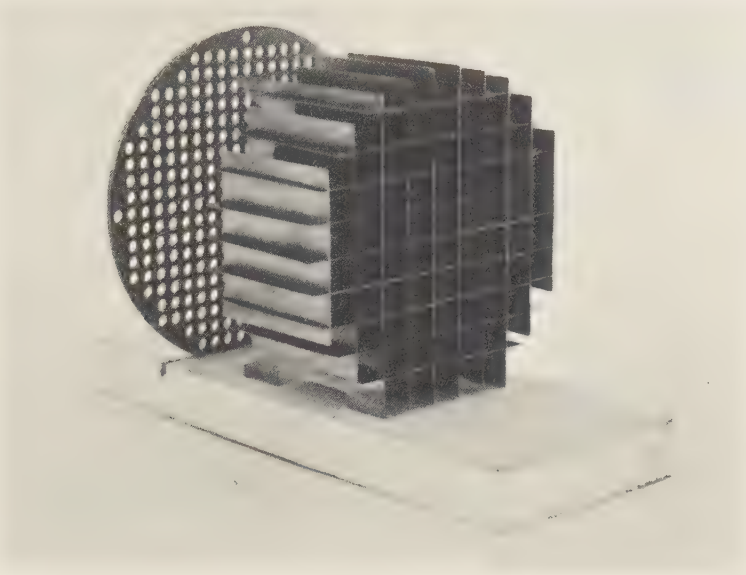


Figure 15

3.3.1 - Essais à froid - Eclatement du jet :

Pour étudier plus commodément les effets de la rotation amont sur le jet, on a procédé à une série d'essais à froid, en utilisant comme appareil de mesure un tube de Prandtl de faible section (2 mm).

C'est ainsi que l'on a pu mettre en évidence le phénomène très intéressant de l'éclatement de jet par centrifugation. Ces effets apparaissent nettement, sur la figure 16 où les deux courbes superposées correspondent à un même débit d'argon. La première (I) est celle obtenue avec une arrivée de gaz uniquement axiale. Le jet de la torche imprime son profil à l'écoulement du convergent de la tuyère de tranquillisation. Par contre, si l'on dérive une partie du débit par les injecteurs tangentiels de la torche (mise en rotation), le jet "éclate" à sa sortie. Cet écoulement est alors repris par l'écran et le nid d'abeille qui le rectifient en annulant le moment de rotation (transformation en tourbillons élémentaires) ; on obtient ainsi un très beau profil de vitesse dans le jet de la soufflerie (courbe II). Ce dispositif permet de régulariser un écoulement après un élargissement brusque.

3.3.2 - Essai à chaud :

On trouvera, sur la figure 17, la courbe représentative des pressions dynamiques du jet avec ce montage à chaud. Trois points sont à remarquer :

- L'influence de la rotation amont est notable, mais elle est moins déterminante qu'à froid ;

- Le profil est devenu parfaitement symétrique par rapport à l'axe de l'écoulement ;

- Il y a aplatissement du profil. Mais on n'a pas supprimé la survitesse axiale. A chaud, la localisation du dard est telle que même une forte rotation d'ensemble ne peut annihiler les gradients de température et vitesse.

On a alors repris l'idée initiale consistant à obstruer l'axe de la première grille.

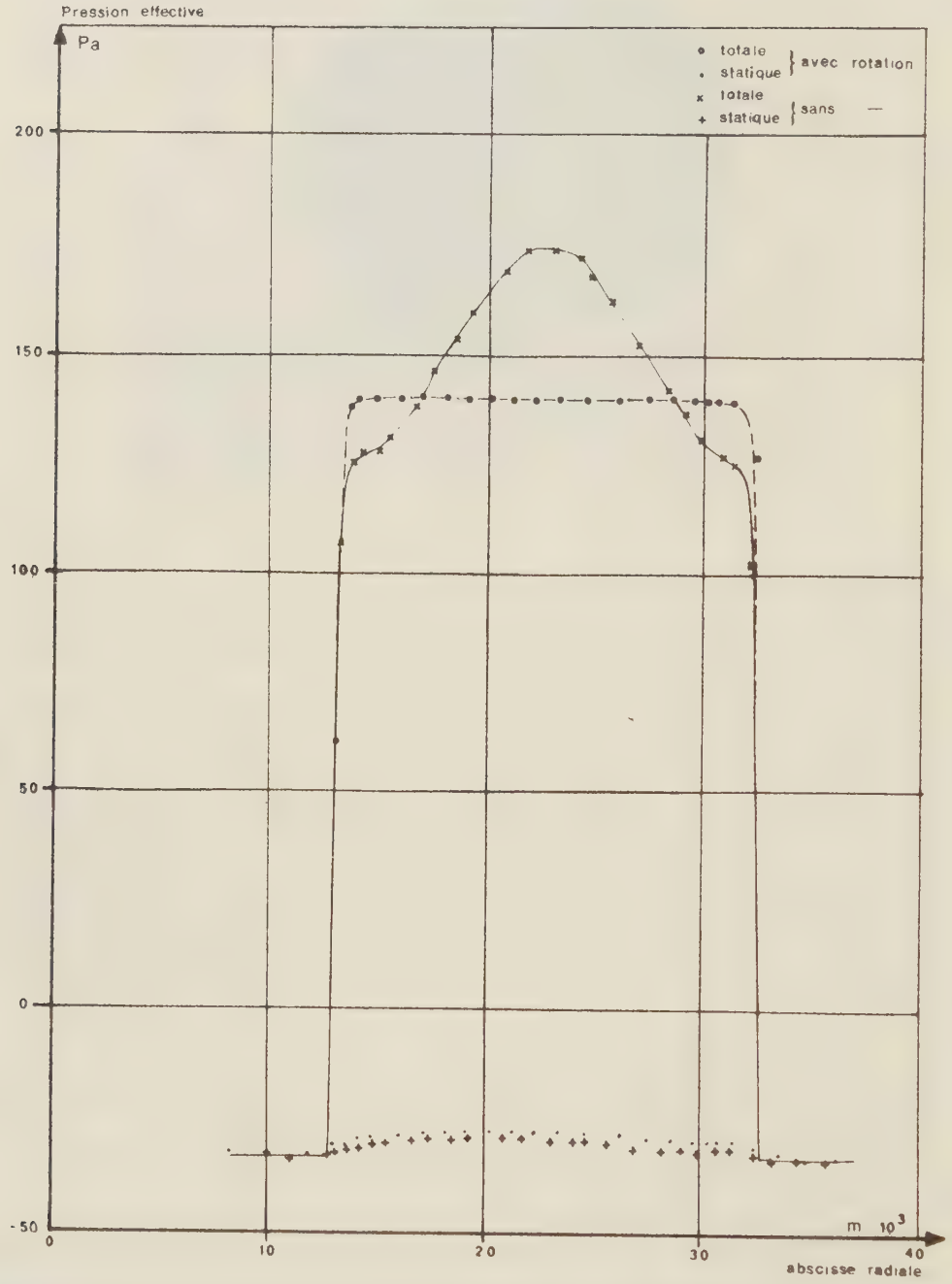


Figure 16 - Etude du jet à froid. Eclatement d'un jet sous l'influence d'une rotation

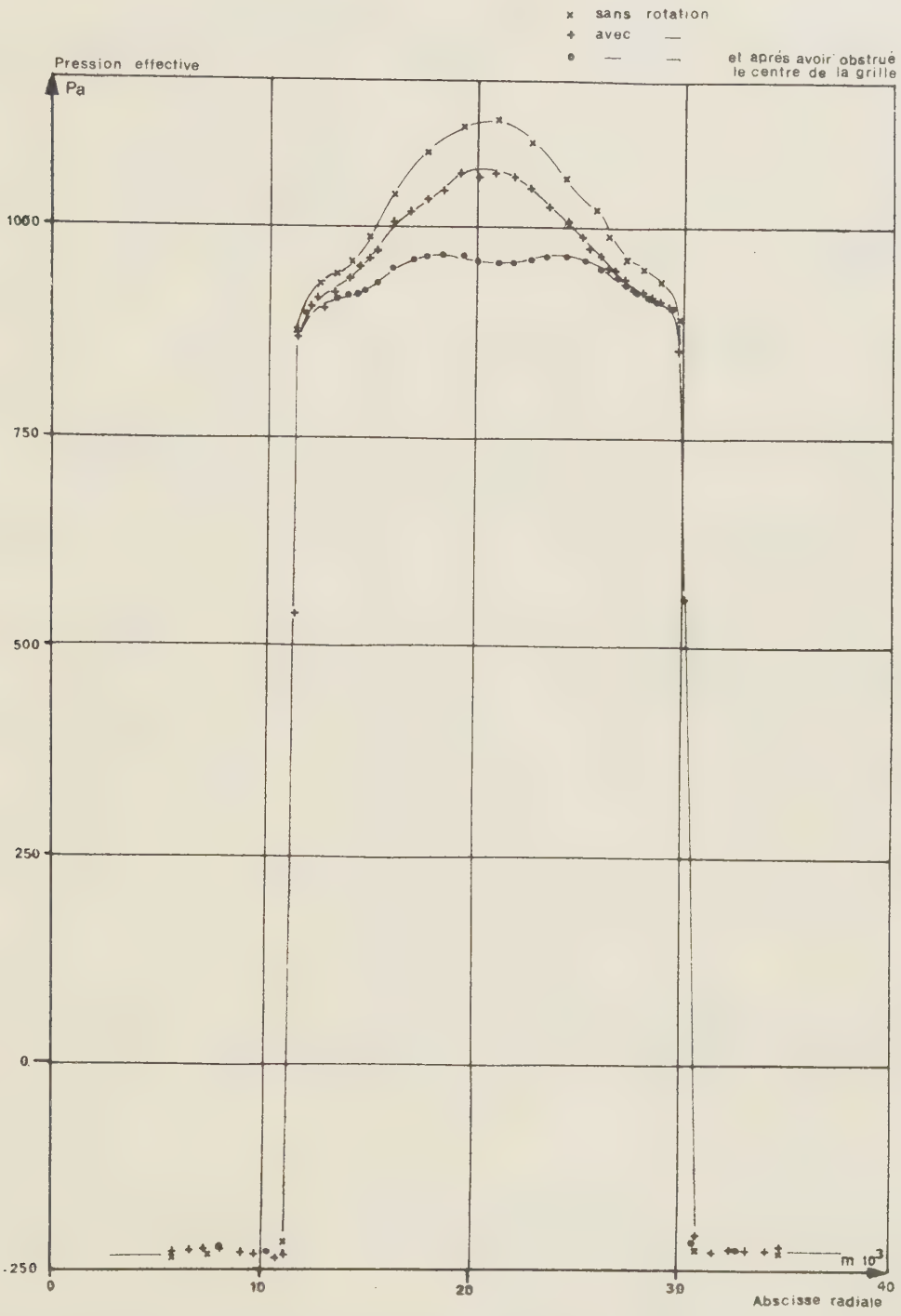


Figure 17 - Etude du jet à chaud. Avec grille et nid d'abeille

3.4 - Grille avec axe obstrué et nid d'abeille

Successivement, on a obstrué 9, puis 12, soit 21 des perçages axiaux de la grille (cela correspondait à une obstruction de 12, puis 17 mm de diamètre). Cette modification a été faite par projection, au chalumeau à plasma : pour ce faire, on a créé une légère surépaisseur de métal, autour de l'axe.

On a pu noter, avec ces modifications, un net aplatissement du profil (figure 17). L'écart entre le maximum et le minimum (sur les bords du jet) est d'environ 5 %. S'il correspond aux seules variations de vitesses, celles-ci seraient de 2,5 % supérieures sur l'axe. Ce résultat a été jugé satisfaisant et ce montage a été adopté de façon définitive pour l'exploitation de la soufflerie.

4 - CHAMBRE D'EXPÉRIENCE - ÉVACUATION DES GAZ (fig. 9)

L'ensemble constitué par la tuyère, son isolation thermique et son enveloppe extérieure refroidie, forme un tout indépendant ; d'un côté, il est relié à la torche par une bride refroidie ; de l'autre, fermé par une bride en graphite, il ne laisse passer que le convergent de la tuyère. Un autre ensemble vient s'adapter à l'aval de celui-ci : c'est la chambre d'expérience, conçue de façon à permettre l'observation du jet. C'est également à ce niveau de l'installation que les mesures des caractéristiques de l'écoulement se font.

Sa constitution est assez voisine de celle du four, quoique son isolation thermique soit moins poussée que pour celui-ci. Elle est limitée, normalement à l'axe, par deux brides en graphite qui assurent également le centrage de quatre cylindres coaxiaux en graphite. A sa périphérie, une enveloppe, refroidie à l'eau, vient s'emboîter sur celle du four avec jeu possible, sur joints toriques, pour compenser les dilatations, d'une part, et isoler de l'air ambiant le coeur de l'installation, d'autre part. Deux hublots situés en vis-à-vis et normalement à l'axe du jet, permettent l'observation de l'extrémité de la tuyère, et de là partie initiale de l'écoulement qui en est issu. Les cylindres en quartz qui les obstruent habituellement peuvent être remplacés par des porte-sondes.

Un troisième orifice permet également d'introduire l'appareillage de mesure. Situé dans l'axe de l'écoulement, il sert aussi à l'évacuation des gaz. Il est formé d'un tube en graphite, de diamètre 60 mm, isolé de l'extérieur par un montage analogue à celui de la chambre d'expérience dont il est la suite. A sa sortie, les gaz sont aspirés et rejetés à l'extérieur du hall d'essai par un conduit de fumée.

Les précautions prises pour éviter les arrivées d'air à l'intérieur de la soufflerie ne sont pas parfaites. Néanmoins, la durée de vie d'une tuyère est raisonnable (quelques centaines d'heures) et l'introduction de sondes en matériaux réfractaires très oxydables (comme le tungstène ou le tantale) a pu être faite avec succès.

5 - AUXILIAIRES (fig. 18)

Dans ce paragraphe, on examinera successivement les principaux auxiliaires et les sécurités nécessaires à la bonne marche de l'installation (électricité, argon, eau, vide).

5.1 - Alimentation électrique

L'alimentation électrique de la torche à plasma est assurée par des générateurs de soudure. La puissance maximale (50 kW) ne pouvant être fournie par le groupe dont on disposait, il a fallu lui en adjoindre un second, analogue, que l'on fait débiter en parallèle.

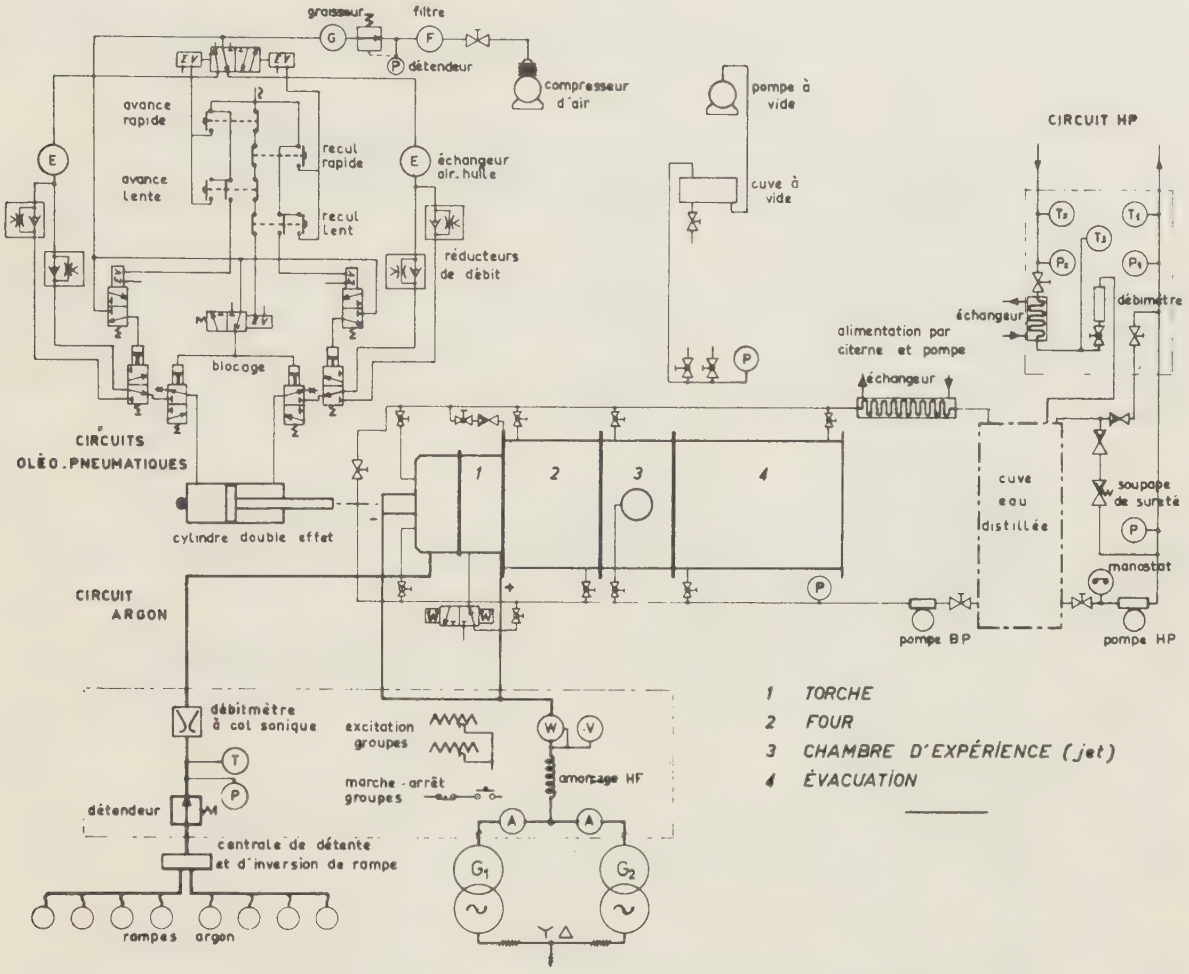


Figure 18 - Schéma de principe. Ensemble de l'installation

Ces groupes tournants ont deux sortes d'excitation :

- une excitation séparée, à tension constante, fournie par un redresseur sec ;

- un autre, réglable par rhéostat monté en potentiomètre ; ce dernier agit sur la tension des enroulements compound.

La mise en parallèle est toujours un problème délicat pour de telles machines : nous l'avons résolu de la façon suivante :

- les excitations séparées sont branchées en parallèle (uniformité des tensions à vide) ;

- un montage mécanique permet de jouer simultanément sur les deux rhéostats de l'excitation compound au démarrage ; par ailleurs le même volant de réglage, placé dans une position différente, assure, en ne déplaçant que l'un des curseurs, l'équilibrage.

Ceci est possible du fait que, les tensions étant identiques, on contrôle le débit de chaque machine par shunt séparé.

Les protections prévues sur l'installation visent toutes à arrêter, dès l'apparition d'un défaut, les groupes d'alimentation. Signalons celles qui ont été prévues sur le circuit électrique :

1/ On ne peut pas démarrer les groupes si :

- les deux électrodes de la torche sont en contact ;

- les excitations ne sont pas à leur minimum (risque de surpuissance à l'amorçage).

2/ En cours de fonctionnement, un arrêt brusque du débit électrique ne peut se produire que si la tuyère est endommagée par l'arc : la fuite d'eau qui en résulterait soufflerait l'arc, et pénètrerait dans le four porté à 3000° : d'où un risque d'explosion. Aussi, un transformateur d'intensité, situé sur une phase de l'alimentation triphasée des groupes, a pour mission, dès qu'il accuse une chute brusque d'intensité, de couper les groupes et d'arrêter la circulation d'eau qui alimente la tuyère de la torche.

5.2 - Amorçage de l'arc

L'amorçage de l'arc est assuré par un générateur d'impulsions électriques à front raide, sous haute tension (1500 V). Sur le schéma de cet appareil (fig. 19), on peut suivre, pour une alternance définie par l'éclateur pilote (1), le trajet parcouru par une impulsion (rappelons qu'une self arrête le signal à front raide).

La distance où l'étincelle jaillit dans la torche est fonction de la tension de l'impulsion. Or, celle-ci est définie par l'espace qui sépare les deux électrodes de l'éclateur pilote (1). On peut tracer la courbe donnant la tension en fonction de la distance pour un transformateur haute tension donné.

5.3 - Alimentation en argon

Une centrale d'argon, comportant deux rampes de quatre tubes chacune, assure l'alimentation en argon de la soufflerie. Un inverseur, situé entre les deux rampes, permet d'en isoler une pour procéder au remplacement de ses tubes vides. On peut donc faire fonctionner l'installation de façon continue, pendant un temps illimité.

Comme on l'a vu, la stabilité d'un régime est directement liée à celle du débit d'argon. Le col sonique adopté comme débitmètre doit donc être alimenté de façon homogène : pour ce faire, on a disposé, en cascade, à l'amont de celui-ci, deux détendeurs ; de deux cents bars aux bouteilles, on passe à huit bars à la sortie de l'inverseur mentionné plus haut ; enfin un réglage fin permet de fixer la pression amont du débitmètre au débit souhaité (de 2 à 6 bars).

La mesure des caractéristiques de l'argon, à l'amont du col sonique, est assurée :

- pour la température, par une résistance platine (précision ± 0,2°) ;

- pour la pression, par une balance de pression dont le piston (section 5 cm^2) est relié à un plateau tournant (précision ± 1 mb).

Cet appareillage permet le contrôle et le réglage du débit qui, grâce à la sensibilité de ces mesures, peut être maintenu à mieux que 1 %.

Un manostat, situé sur le palier de pression 8 bars, fait déclencher les groupes si son indication se situe en dessous de 6 bars.

5.4 - Alimentation en eau

Pour éviter les dépôts de calcaire qui risquent d'obstruer les systèmes de refroidissement, on utilise de l'eau distillée. On la recycle pour éviter d'en faire une trop grande consommation.

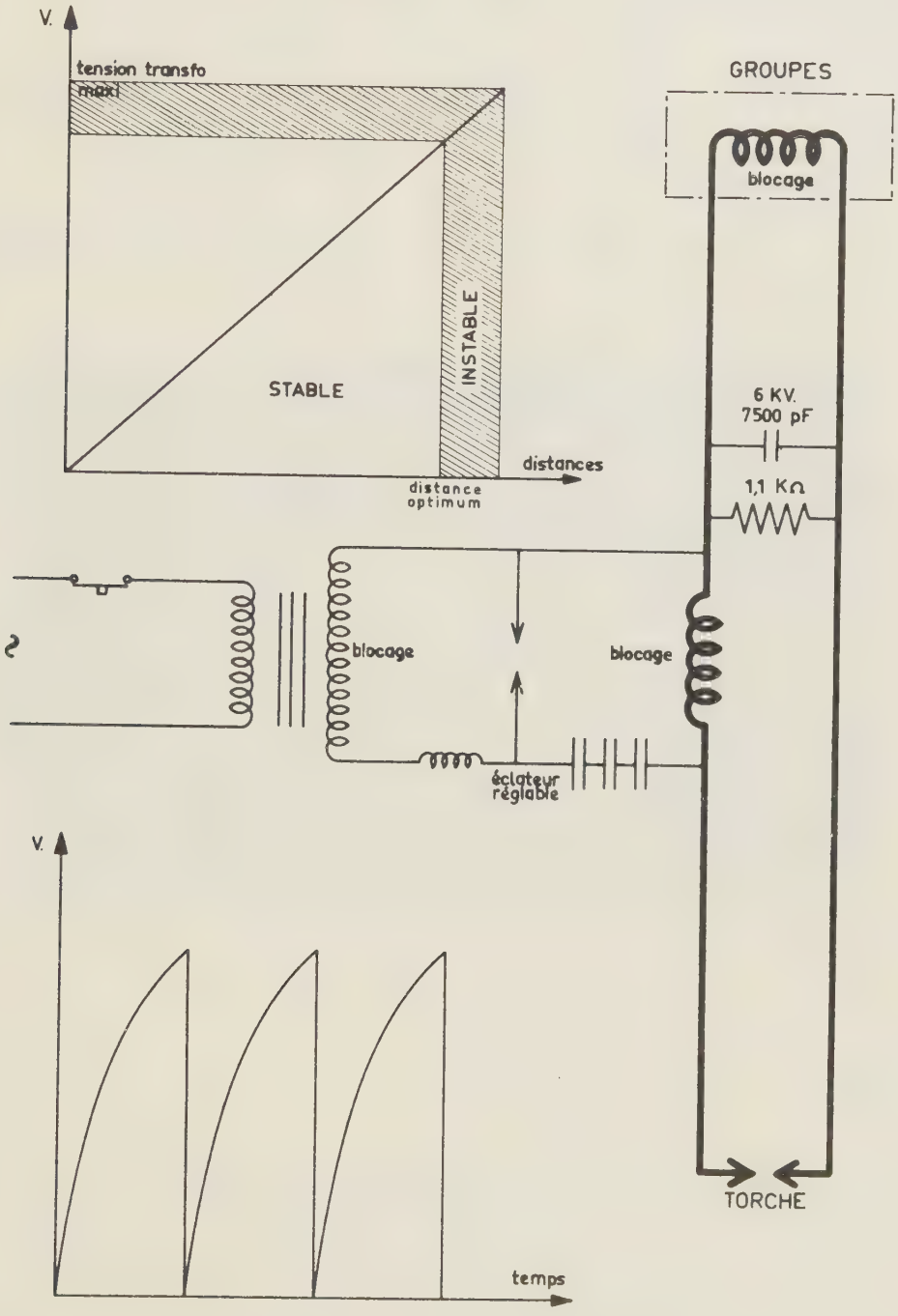


Figure 19 - Système d'amorçage à front raide

Un échangeur eau-eau, placé sur son trajet de retour à la réserve, absorbe les calories acquises sur l'installation. La température reste, alors, uniforme au cours d'une même expérience.

Selon les organes à refroidir, on utilise l'un des deux circuits suivants :

1/ Un circuit basse pression (pompe 3 bars, 50 m^3/h) alimente la torche à plasma et les 3 éléments de la soufflerie. Elle comporte un rotamètre comme indicateur de débit, et un manomètre à contact dont le rôle est de commander l'arrêt des groupes si la pression vient à baisser en dessous de 2 bars ;

2/ Un circuit haute pression qui assure le refroidissement des sondes ; il est alimenté par une pompe pouvant débiter $4m^3/h$ sous 30 bars. Les sondes sont desservies par l'intermédiaire d'un pupitre de commande permettant :

- le réglage du débit par vanne pointeau ;
- la mesure de ce dernier, sur le trajet de retour, par rotamètre ou capacité jaugée ;
- la mesure de pression et température à l'amont et à l'aval des sondes ;
- le réglage du niveau de pression par vanne pointeau (comme on le verra par la suite, ce réglage est prévu pour combattre la cavitation qui peut détruire les sondes à certains régimes).

5.5 - Circuit à vide

De nombreuses sondes nécessitant une aspiration, on a prévu une installation à vide. Elle est animée par une pompe à palettes (vide dynamique, à quelques mm CHg absolus). Les piquages sont reliés à une capacité de 20 litres qui assure une bonne stabilité des pressions. Un petit pupitre contient les appareils de réglage et de mesure ; ce sont :

- des manomètres à mercure ;
- un réglage de débit par robinets à membrane souple ;
- un montage débitmètre à col sonique ; l'appareillage de mesure qui lui est associé, est fixe. Il comporte des manomètres à Hg et une résistance platine, avec son pont électrique, permettant la détermination des températures. On peut changer les lentilles porteuses des cols soniques, assurant ainsi la mesure de débit compris entre 5 mg/s à 1000 mg/s. La détermination des coefficients de débit de ces cols a fait l'objet d'une étude qui sera décrite dans l'annexe n° 4.

6 - ACCESSOIRES DE MESURES

Un essai correspondant à un régime donné, est exploité en deux temps : en premier lieu, on fait les mesures permettant de calculer les caractéristiques de l'écoulement (température de tuyère, carte des pressions totales du jet) ; puis on fait l'expérience avec la sonde à essayer. Les trois orifices décrits plus haut, situés au niveau de la chambre d'expérience, sont prévus pour effectuer ces relevés. Les faibles dimensions de la veine nécessitent un repérage très précis de la position des sondes. De plus, le temps imparti à un essai étant relativement court, on a mis en place des dispositifs permettant de faire ces mesures rapidement. Tout ceci a conduit à concevoir des montages mécaniques très soignés et à effectuer les mesures avec du matériel électronique qui permet, à la fois, de faibles temps de réponse et la possibilité d'enregistrer les phénomènes.

On a donc mis au point deux types de porte-sonde : l'un permet l'introduction des sondes par un hublot, l'autre par le conduit d'évacuation, parallèlement à l'axe du jet. Dans les deux cas, le déplacement des appareils de mesure se fait horizontalement, sur un diamètre du jet. Il est assuré soit par commande manuelle, soit par moteur électrique. Les sondes sont fixées à des chariots qui se déplacent, sans jeu mécanique, entraînant dans leur course le curseur mobile d'un potentiomètre. La position de la sonde est mesurée ainsi avec une bonne précision (0,05 mm). La localisation dans l'espace de l'axe de déplacement des sondes (tel que défini précédemment) se fait de manière distincte suivant le porte-sonde. Dans le premier cas, porte-sonde axial situé dans l'orifice d'évacuation (fig. 4), les deux pinces solidaires qui maintiennent la sonde peuvent pivoter autour d'un axe horizontal. Le support de ce pivot est mobile sur un axe vertical. Ce système permet de placer l'extrémité de la sonde en tout point de l'espace, avec l'orientation souhaitée de l'appareil de mesure. Dans le second cas, porte-sonde radial (fig. 20)

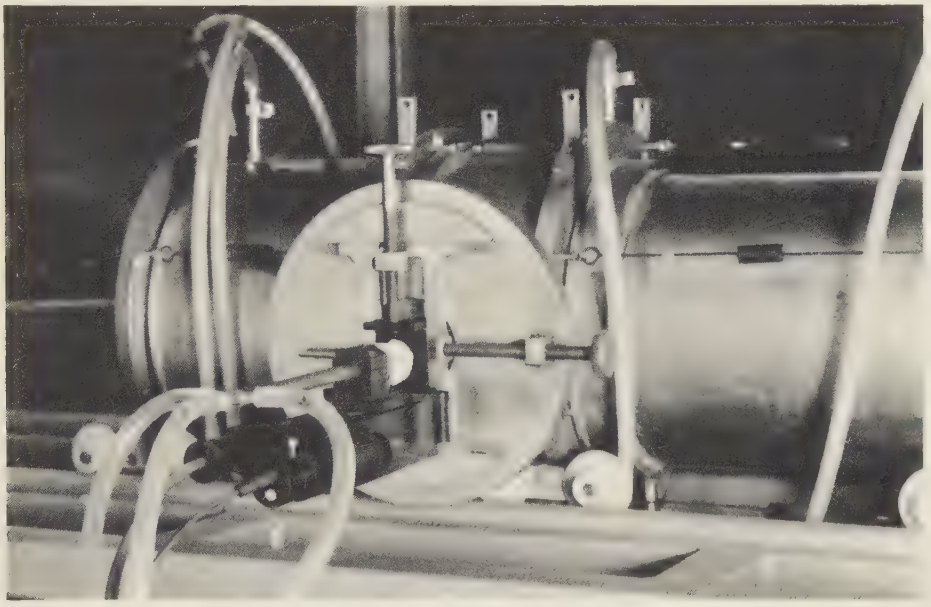


Figure 20

c'est-à-dire pour les sondes introduites par l'un des hublots) le chariot est solidaire d'une platine mobile dans un plan vertical, avec réglage possible, par vis micrométriques, sur les deux axes du plan (un horizontal, l'autre vertical). L'étanchéité, au niveau du hublot, est assurée par une bague circulaire en téflon : ce matériau permet, en même temps, de limiter les frottements.

L'appareillage de mesure proprement dit, qui complète les sondes, est essentiellement électronique. De la mesure à l'enregistrement, on trouve, successivement :

1/ les capteurs de pressions (- 5, + 20 mbar)

Ce sont des appareils à variation de mutuelle inductance.

Ils sont alimentés par une tension alternative de 22 V, 3000 Hz. Le déplacement de leur membrane, l'élément sensible, se traduit par une modulation de la fréquence porteuse ;

2/ Un démodulateur associé à un amplificateur.

La tension (avec sa fréquence propre) recueillie à la sortie du capteur, alimente un circuit bouchon accordé à 3000 Hz dont il faut au début de chaque expérience vérifier le zéro, c'est-à-dire l'accord du circuit bouchon quand la membrane du capteur est au repos : un rhéostat permet de corriger ce réglage le cas échéant. La variation de fréquence qui accompagne un effort de pression, se traduit par un déséquilibre ; la tension qui en résulte (très faible) est alors amplifiée. Notons qu'elle est directement proportionnelle à la pression qui l'a engendrée ;

3/ Un enregistreur.

Deux appareils ont permis d'exploiter la tension de sortie de la chaîne précédente (après amplification, la tension à mesurer est de l'ordre de 2 à 300 mV) : d'une part un voltmètre digital, à lecture directe, d'autre part, une "centrale de mesure" permettant à la fois la lecture et la mise en mémoires sur bande perforée. Dans ce cas, on effectue, en même temps, l'enregistrement de la tension correspondant à la position de la sonde. Avant chaque expérience, on a soin de corriger le zéro et le coefficient de gain de ces appareils à l'aide d'une pile étalon.

L'étalonnage de cet ensemble a été fait de façon globale, c'est-à-dire que, chaque appareil ayant été vérifié au départ, on a établi la courbe de tension en fonction de la pression. Le manomètre de contrôle a été le "manomètre Fortier", dont la précision est très bonne (± 0,1 mm de colonne d'eau).

A plusieurs reprises, au cours des essais, on a procédé au contrôle de ces courbes : on a pu ainsi constater la bonne fidélité de ces chaînes de mesure.

7 - MISE EN MARCHE

Pour terminer ce chapitre de descriptions, il nous a semblé souhaitable de résumer brièvement le processus de mise en route que l'on a mis au point. Si, au début, l'amorçage de la torche se faisait par contact franc par tige de plomb graphité, et le déplacement de l'électrode était assuré à la main, il a fallu très vite élaborer un ensemble de commandes à distance (groupées dans un pupitre) et une marche à suivre stricte.

Les opérations successives sont les suivantes :

1/ contact du circuit de commande 48 V : relais, sécurités ;

2/ mise en route des auxiliaires : pompes, ventilation ... ;

3/ réglage de la pression d'argon pour le débit d'amorçage (1,5 g/s environ) ;

4/ réglage, grâce au circuit oléopneumatique, de la distance entre électrodes correspondant à l'établissement de l'étincelle pilote à froid ;

5/ démarrage des groupes (le branchement étoile-triangle se faisant automatiquement par relais temporisés) ;

6/ amorçage proprement dit de l'arc ;

7/ déclenchement du recul automatique de l'électrode axiale ;

8/ montée en puissance électrique (action simultanée sur les deux rhéostats) et, en même temps, accroissement du débit d'argon ;

9/ équilibrage des débits respectifs des groupes en dissociant la commande des excitations, donc, en n'agissant que sur l'un d'eux.

La réalisation et la mise au point de cette installation a été longue et difficile. Elle remplit néanmoins le but que l'on s'était fixé, et on dispose à l'heure actuelle d'une soufflerie stable et d'une utilisation aisée.

Chapitre III

Étude du jet

INTRODUCTION

Le principe de la méthode de dépouillement des essais sur la soufflerie est basé sur la conservation du débit masse.

Ce bilan est possible si on mesure, d'une part, en zone froide, le débit masse qui donne [ρ. V] moyen, d'autre part, dans le jet chaud, la pression dynamique, $\left[\rho \frac{V^2}{2} \right]$ moyen.

En écoulement unidimensionnel, la résolution de ces deux équations donne les caractéristiques de celui-ci, vitesse et température.

Pratiquement, cette méthode est imprécise ; en effet, il faut tenir compte du fait que le profil du jet n'est pas tout à fait uniforme en pression dynamique, et qu'il existe des gradients de température et de vitesse dans la couche limite. On doit en tenir compte pour augmenter la précision de la méthode énoncée plus haut. Le calcul de dépouillement a donc nécessité une hypothèse supplémentaire, la loi de Crocco, qui relie en tout point de la couche limite, la vitesse et la température. On verra que cette loi est encore applicable dans l'écoulement sain si l'on remarque que l'enthalpie est pratiquement constante à cet endroit.

1 - ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

La forme d'écoulement choisie, le jet libre, permet la visualisation et l'introduction aisée de l'appareillage de mesure. Les grandeurs nécessaires à la détermination, par le calcul, des caractéristiques du jet, sont de trois sortes :

- température des parois de la tuyère. En effet la température de la surface latérale du jet est celle qui correspond à la luminance de la paroi qui le délimite ;
- pression totale et statique dans le jet, au ras de la tuyère ;
- débit masse d'argon. Cette mesure est faite en zone froide.

On va décrire, dans ce paragraphe, l'appareillage mis au point pour déterminer ces trois grandeurs.

1.1 - Température de luminance

Les mesures de températures de luminance se font avec un pyromètre optique à disparition de filament. Sans insister sur le principe de cet appareil, on peut signaler les particularités de celui dont on s'est servi. Un dispositif permet de l'orienter dans la direction voulue. Ces réglages sont nécessaires pour effectuer de bonnes mesures quand on l'utilise en micropyromètre, c'est-à-dire avec de forts grossissements ; il faut en effet,

pouvoir mesurer la luminance des sondes de faibles diamètres (0,5 à 1 mm) placées dans le jet.

Par ailleurs, l'interposition de filtre permet d'effectuer des mesures jusqu'à 3200°, la lampe de référence n'étant qu'à 1200°.

L'étalonnage de cet instrument a été fait par comparaison avec une lampe de référence à ruban de tungstène.

Cet appareil est utilisé, pour mesurer la température de luminance de la paroi de la tuyère. Compte tenu de l'émissivité de tungstène et de l'absorption due au hublot de la chambre d'expérience réservé à ces mesures, on en déduit la température au bord du jet (le détail de ce calcul est fait dans le paragraphe suivant).

Il sert également à la mesure des températures des sondes réfractaires, ainsi qu'à la détermination de la courbe de luminance de l'émetteur du pyromètre MT4.

1.2 - Mesure des pressions

Trois types de sondes sont utilisées : ce sont le tube de Prandtl pour les essais à froid, le tube de Pitot et une sonde de pression statique pour les essais à chaud. On s'est efforcé de miniaturiser la réalisation de ces trois types d'appareils ; le diamètre du jet étant de 20 mm, on s'est arrangé pour que le rapport, surface de la section droite sonde/surface jet, soit inférieur à 2,5 % ; ceci conduit à des diamètres de sonde inférieurs à 3 mm.

1.2.1 - Tube de Prandtl

Comme on l'a vu, cette sonde n'a été utilisée que pour l'étude du jet à froid (des difficultés technologiques ne nous ont pas permis de la réaliser en produit réfractaire).

Son diamètre extérieur est de 2 mm, et sa réalisation est conforme aux normes admises pour ces appareils (longueur droite : 10 D, prises de pression statique à 3 D de la tête de sonde).

Monté sur le porte sonde transversal, il permet de tracer les cartes de pression totale et statique du jet.

1.2.2 - Tubes de Pitot (fig. 21)

Ces sondes, destinées aux essais à chaud, doivent avoir une bonne tenue au feu, tout en étant aussi petites que possible.

Elles sont réalisées avec un embout de mesure en produit réfractaire, afin de réduire leur encombrement. Leur support comporte un circuit de refroidissement à l'eau. L'élément de mesure est un tube dont le diamètre intérieur est de 0,7 mm, et extérieur, voisin de 1 mm. Le choix du matériau qui constitue cet embout est fonction des régimes que l'on se propose d'étudier ; comme on aura l'occasion de le mentionner, seuls le platine et le tantale sont usinables, avec pour ce dernier de gros ennuis d'utilisation (oxydation, cristallisation, effritement, etc...). De ce fait, pour les régimes à basses températures (inférieures à 2500°) on utilise de préférence le platine.

C'est possible, malgré le point de fusion assez bas de ce métal (2042°) grâce au rayonnement propre de la sonde. On peut, en effet, faire le calcul de la température d'équilibre T_p, d'un tube platine, de rayon R = 0,5 mm et de longueur l = 15 mm placé dans le jet d'argon dont la vitesse est U, la température T.

• Echanges de chaleur par convection

L'écoulement est laminaire le long du tube ; pour une plaque plane on a [Schlichting, p. 269 [5]] :

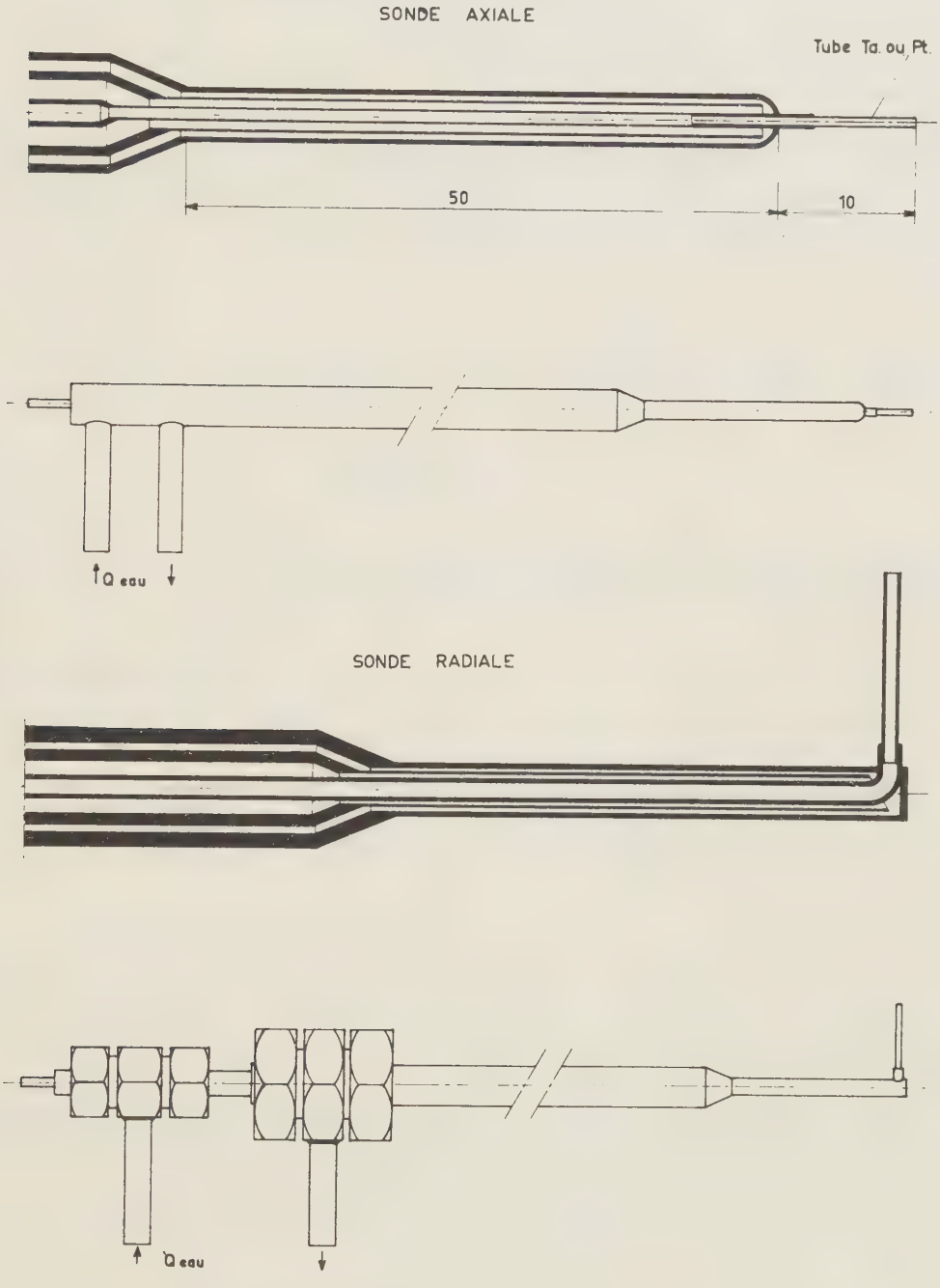


Figure 21 - Tubes de Pitot

$$W_c = 1,328\ b\lambda\ \mathcal{P}^{\frac{1}{3}}\ \mathcal{R}_1^{\frac{1}{2}}\ (T-T_p)$$

où b est la largeur de la plaque : dans notre cas, il convient de prendre le demi-périmètre du tube comme longueur caractéristique, soit $b = \pi R$.

- Echange de chaleur par rayonnement

L'extrémité du tube voit l'intérieur de la tuyère de tranquillisation, que l'on peut considérer comme un corps noir à la température T, sous l'angle solide Ω, et la chambre d'expérience, à la température T_o, sous l'angle solide $(1-\Omega)$. L'énergie rayonnée se composera donc de deux termes : l'énergie reçue par la tuyère, et celle dissipée sur la surface froide environnante.

On a :

$$W_r = \varepsilon_p\ \sigma\ A\ \left[\frac{\Omega}{\pi}\frac{A_a}{A_e}(T^4 - T_p^4) + \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\frac{A_a}{A_e}\right)(T_o^4 - T_p^4)\right]$$

où :

$\frac{A_a}{A_e}$ est le rapport $\frac{\text{aire apparente}}{\text{aire effective}}$ du tube ;

A, l'aire latérale soumise au rayonnement.

Finalement, l'équation de l'équilibre thermique s'écrit :

$$1,328\pi\ R\ \lambda\ \mathcal{P}^{\frac{1}{3}}\left(\frac{Ul\rho}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}(T - T_p) + \varepsilon_p\ \sigma\ A\ \left[\frac{\Omega}{\pi}\frac{A_a}{A_e}(T^4 - T_p^4)\right] = \varepsilon_p\ \sigma\ A\ \left[\left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\frac{A_a}{A_e}\right)(T_p^4 - T_o^4)\right]$$

Les valeurs adoptées pour ce calcul sont :

$$\left.\begin{aligned}\lambda &= \lambda_o\left(\frac{T_r}{T_o}\right)^{0,66}\\ \mu &= \mu_o\left(\frac{T_r}{T_o}\right)^{0,66}\end{aligned}\right\} \quad \text{où } T_r = T + 0,54\ (T_p - T)$$

$\mathcal{P} = 0,67$

$\varepsilon_p = 0,30$

$\frac{\Omega}{\pi}\frac{A_a}{A_e} = 0,01$

Le tableau de résultats suivant a été obtenu au moyen du calculateur CAB 500 :

T	U	T_p
2800	140	1840
2500	130	1723
2250	115	1616
2000	100	1500
1800	85	1409

Ce calcul, qui a permis d'adopter le platine pour la plupart des essais, a été vérifié par des mesures de luminance au pyromètre optique. L'ordre de grandeur ainsi déterminé est bon. Dans la pratique, ces sondes ont bien résisté.

La réalisation proprement dite des sondes, le choix de l'embout étant fait, a posé deux problèmes : la dilatation et le raccordement de l'embout au support refroidi. Sur la figure 17, on peut remarquer que la dilatation ne peut se faire que dans l'axe de l'écoulement pour les deux types de sonde mis au point ; il n'y a donc d'incertitude sur la position du point de mesure que suivant la direction de l'axe de l'écoulement (quelques dixièmes de mm) ; par contre, la cote sur le rayon du jet n'est pas modifiée.

Le raccordement des embouts a été résolu de deux façons distinctes suivant le matériau utilisé :

- les tubes platines sont brasés sur le support ;

- les tubes tantale sont sertis dans un cylindre en nickel de faible épaisseur ; la jonction nickel sur cuivre est faite par brasure. Ce procédé permet d'isoler le tantale de l'air ambiant pendant cette opération. A chaud, le nickel fond, libérant le tube de tantale.

1.2.3 - Sonde de pression statique

La conception de ces sondes est la même que pour les tubes de Pitot décrits précédemment : seul, le tube de mesure diffère ; dans ce cas, on obstrue son extrémité, et on le perce sur une section droite située à 3D du point d'arrêt (4 trous de diamètre 0,2 mm).

1.3 - Débit masse d'argon

La mesure du débit masse d'argon était assurée, au début de l'étude, par un diaphragme normalisé de 10 mm de diamètre (type ASME, Vena contracta).

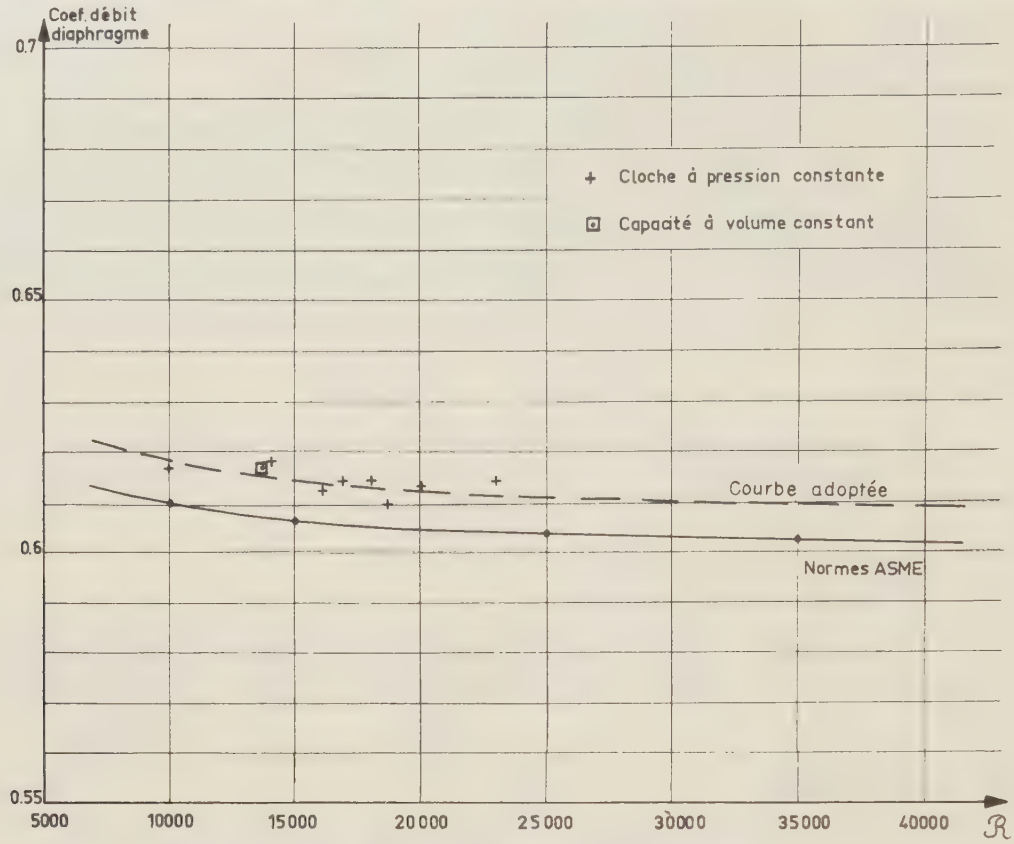
Son étalonnage avait été fait par deux méthodes absolues : cloche à pression constante et capacité jaugée à volume constant. Il nous a servi, par la suite, d'étalon secondaire ; c'est la raison pour laquelle nous nous attarderons sur la description de ces expériences.

1.3.1 - Cloche à pression constante

Une cloche, à parois cylindriques, renversée sur un bain d'huile, peut se déplacer verticalement sur son axe. La masse d'air qu'elle contient peut s'échapper par un orifice émergeant du bain d'huile, à l'intérieur de celle-ci. La pression de l'air est fonction du poids de la cloche : un système de contrepoids permet de la régler avec précision en jouant sur le poids d'un montage mobile. Un dispositif permet, à chaque instant, de contrebalancer la poussée d'Archimède due à l'enfoncement des parois en renvoyant dans un réservoir solidaire de la cloche le volume d'huile déplacé. Sa descente, qui est étalonnée et graduée en tranche de volume, est enregistrée en fonction du temps.

Compte tenu des précautions que l'on doit prendre (pression atmosphérique, température ambiante, etc...) cet ensemble permet de faire des mesures de débit à mieux que 1 %.

On trouvera, sur la figure 22, les courbes de coefficients de débit en fonction des nombres de Reynolds : celle du bas correspond aux normes ASME relative au montage adopté, celle du haut s'en déduit par translation, en tenant compte des points de mesure. L'écart est de 1,2 % ; on ne peut vérifier la courbe sur toute son étendue, le dispositif ne permettant que des charges réduites.



$$\alpha = -\frac{10^{-7}}{3}\,\mathcal{R} + 0{,}61 + 0{,}186\; e^{-7\,\mathcal{R}\,10^{-5}}$$

Figure 22 - Détermination du coefficient de débit du diaphragme

1.3.2 - Capacité à volume constant

Ces expériences ont été faites sur les tubes d'argon de l'installation, dans un local où les variations de température n'excèdent pas 0,5° dans le cours de la journée.

On connaît le volume des deux bouteilles et celui des canalisations avec une grande précision. De plus, on s'est assuré qu'aucune fuite décelable n'existe. Les pressions, au niveau des bouteilles (30 bars environ) sont mesurées par presse hydrostatique. On ouvre rapidement les vannes et on déclenche simultanément un chronomètre. La constance du débit est celle que peut procurer un système à double détente. On referme rapidement en arrêtant le chronomètre. Le temps de l'expérience doit être assez long, de façon que d'une part, l'écart de pression aux bouteilles soit appréciable, d'autre part, pour que le laps de temps au début et à la fin, nécessaire pour avoir un régime établi, soit négligeable par rapport à la durée totale de l'expérience.

On enregistre alors l'évolution de la pression dans les bouteilles en fonction du temps ; en effet, il faut attendre le retour à l'équilibre isotherme du gaz.

L'écart de pression, appliqué à une capacité constante, donne la quantité de gaz qui s'en est échappée, donc le débit qui est passé dans notre appareil de mesure.

On a calculé les corrections à la loi des gaz parfaits $p\mathcal{V} = C^{te}$, pour l'argon à partir des tables établies d'après une suite d'expériences d'Hilsenrath [3].

On a fait figurer, sur la courbe des coefficients de débit, le point correspondant à $\mathcal{R}$ = 13000 (c'est-à-dire dans la zone où l'on peut comparer les résultats avec l'autre méthode). L'accord est très bon.

Cette méthode est très sûre, mais sa mise en oeuvre est longue et délicate : le temps nécessaire à l'établissement d'un point de mesure est de l'ordre de la demi-journée. Néanmoins, c'est une méthode absolue, qui a l'avantage sur la précédente, de ne pas être limitée en pression d'alimentation. Il ne faut pas, toutefois, créer des débits trop élevés : la détente étant importante, le retour à l'équilibre isotherme est plus long, et on est obligé de chauffer le gaz avant son passage dans le débitmètre.

Signalons, également, que la détermination du volume de la capacité est facilitée du fait que les bouteilles sont jaugées. On trouve, en général, gravé sur celles-ci avec trois chiffres, leur volume utile.

1.3.3 - Conclusion - Application au col sonique

La dispersion des points d'étalonnage est faible dans la zone des Reynolds explorée (environ 0,7 %). L'écart avec les normes provient de l'usinage proprement dit du débitmètre ; on peut donc, sans risque d'erreur, tracer la courbe, à partir des points de contrôle, parallèlement à la courbe théorique.

Disposant de cet appareil comme d'un étalon secondaire, on l'a placé à l'aval du débitmètre à col sonique. Ce dernier correspond à la description qui est faite dans l'étude située en annexe sur les cols soniques; ses caractéristiques sont les suivantes :

- diamètre : 2;2 mm,
- pour 2g, la pression amont est de 2,7 bar, $\mathcal{R}_{col}$ = 60000
- pour 10g, la pression amont est de 9,5 bar, $\mathcal{R}_{col}$ = 300000.

La gamme d'utilisation correspond donc à des $\mathcal{R}_{col}$ élevés. On a pu mettre en évidence, (cf. l'étude en annexe) la stabilité des coefficients de débit pour les grands $\mathcal{R}$.

On peut constater, sur la figure 23, le faible éparpillement des points de mesure (± 0,2 %).

Le débit est donc bien connu, la précision de ses chiffres significatifs étant donnée à mieux que 1 %.

2 - ÉTUDE THÉORIQUE - DÉPOUILLEMENT DES EXPÉRIENCES

2.1 - Données du problème

2.1.1 - Les données expérimentales sont :

- carte des pressions totales du jet sur un diamètre, soit l'équation :

$$P_{tot} = f(x)$$

- pression statique p : elle est constante dans la section de mesure ;
- la température du bord du jet ; on admet que c'est celle de l'extrémité de la tuyère, déduite de T_B mesurée au pyromètre optique ;
- le débit masse global du jet, soit :

$$\iint_A \rho U \, dA = Q_m$$

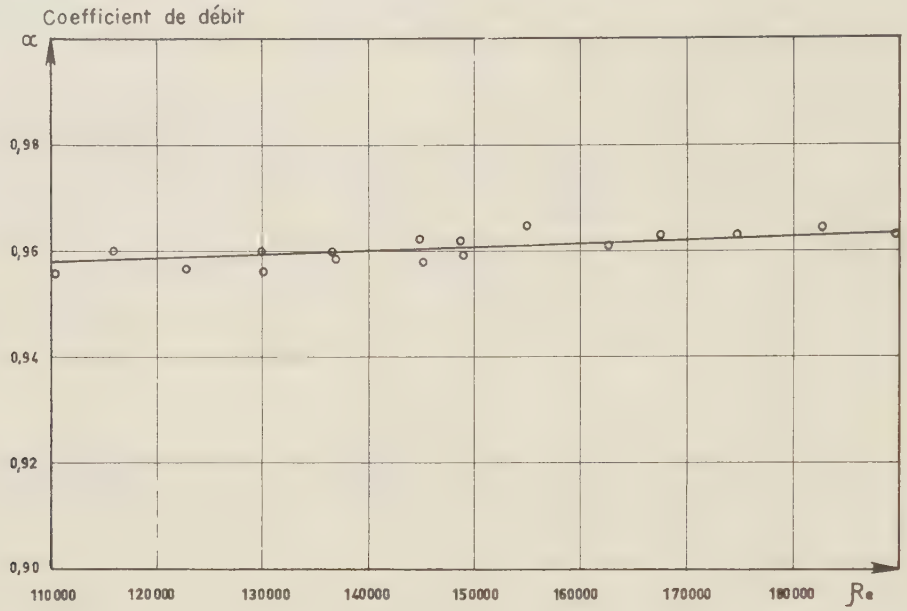


Figure 23 - Etalonnage col sonique torche

2.1.2 - Hypothèse de calcul : la loi de Crocco

L'expression de cette loi est :

$$T = T_p + (T_\infty - T_p)\frac{U}{U_\infty} + \frac{U_\infty^2}{2C_p}\left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right)\frac{U}{U_\infty}$$

où :

T et U sont la température et la vitesse dans une couche limite thermique

T_∞ et U_∞ température et vitesse dans l'écoulement principal

T_p la température de paroi.

En toute rigueur, cette loi s'applique à la couche limite d'un écoulement limité par une paroi où le transfert longitudinal est négligeable. Il faut également que le gradient de pression sur l'axe soit faible, et que le nombre de Prandtl de l'écoulement soit voisin de 1.

2.2 - Le calcul de dépouillement

On va décrire, dans ce paragraphe, le canevas du programme de calcul, écrit en Fortran, et grâce auquel on peut traiter sur calculateur IBM 7094 les données expérimentales. Puis, on examinera l'aspect pratique de ce calcul.

2.2.1 - Principe du calcul

L'équation de la température, tirée de la relation de Crocco, peut s'écrire :

$$T = T_p + \lambda U - \frac{U^2}{2C_p} \qquad (1)$$

où λ figure comme un paramètre qui n'est fonction que des conditions aux limites :

$$\lambda = \left[T_\infty - T_p + \frac{U_\infty^2}{2C_p} \right] \frac{1}{U_\infty}$$

Par ailleurs, connaissant en tout point de l'écoulement la pression statique et la pression dynamique, la vitesse aura pour équation :

$$U = \mathfrak{M} a$$

où :
$$\mathfrak{M} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_{tot}}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]}$$

et
$$a = \sqrt{\gamma r T}$$

donc :
$$U = \mathfrak{M} \sqrt{\gamma r T} \qquad (2)$$

L'équation (1) s'écrit alors :

$$T = T_p + \lambda \mathfrak{M} \sqrt{\gamma r T} - \frac{1}{2C_p} \mathfrak{M}^2 \gamma r T$$

Posons $W = \sqrt{T}$: on met ainsi en évidence l'équation du second degré en W :

$$W^2 . \left[1 + \frac{1}{2C_p} \gamma r \mathfrak{M}^2 \right] - W . \lambda \sqrt{\gamma r} \mathfrak{M} - T_p = 0 \qquad (3)$$

Cette équation est indépendante de U : sa résolution permet de calculer W, donc T, en fonction du seul paramètre λ non déterminé.

Le calcul qui va suivre (fig. 24) et qui n'est possible que sur calculateur électronique, consiste à se donner une valeur pour λ : λ_o. A partir de cette donnée, on résoud les équations (3) puis (2), c'est-à-dire on établit les cartes de vitesse et de température correspondant aux conditions aux limites fictives symbolisées par λ_o.

On peut donc calculer le débit masse fictif $Q_m(\lambda_o)$ correspondant :

$$Q(\lambda_o) = \iint_A \rho_o \frac{273}{T} \frac{P}{P_o} U \, dA \qquad (4)$$

Cette valeur est alors comparée à celle, connue, du débit masse total du jet, Q_m.

La valeur et le signe de la différence $Q(\lambda_o) - Q_m$ permet la détermination d'une nouvelle valeur à donner à λ telle que l'écart des débits diminue.

Suivant la précision souhaitée, et après un certain nombre d'itérations, on obtient ainsi λ_m tel que :

$$Q(\lambda_m) = Q_m$$

Ce sont les caractéristiques du jet correspondant à ce λ_m qui seront retenues et imprimées par la machine.

2.2.2 - Le dépouillement ordinateur

On traite, tout d'abord, les données expérimentales ; puis, après avoir déterminé les bornes du paramètre λ, on calcule les caractéristiques de l'écoulement.

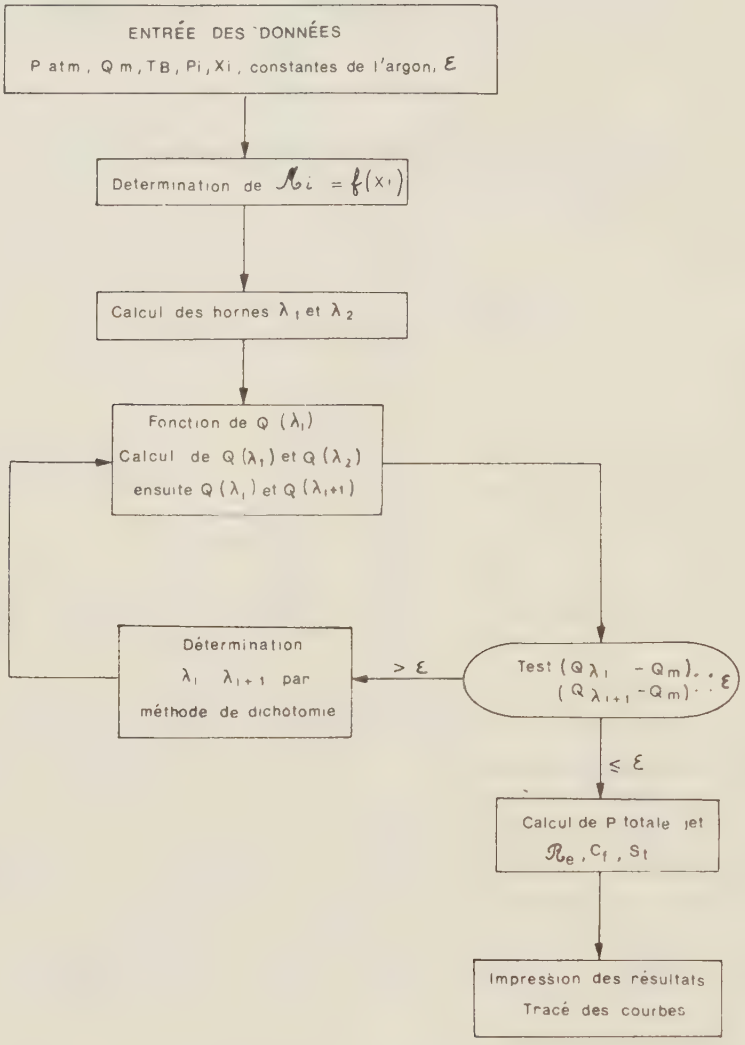


Figure 24 - Organigramme du calcul de dépouillement IBM

α) Les données expérimentales : leur traitement

- Détermination de la température de paroi à partir de T_B.

Connaissant l'émissivité du tungstène de la tuyère dont on mesure la température de luminance, et l'absorption du hublot en quartz, on en déduit la température T_p à la paroi en écrivant l'égalité des luminances :

$$1_{\lambda T_B} = \varepsilon_{\lambda T_p} \alpha_\lambda \; 1_{\lambda T_p}$$

où $\varepsilon_{\lambda T_p} = 0,455$ pour le tungstène fritté

$\alpha_\lambda = 0,90$ pour le quartz à $0,66\ \mu$

soit :

$$T_p = \frac{1}{\frac{1}{T_B} + \frac{\lambda}{C_2} \text{Log } \varepsilon_{\lambda T} \alpha_\lambda}$$

avec :

$$\lambda = 0,66\ \mu$$

$$C_2 = 14384\ \mu\ .\ °K$$

- Calcul de la carte des nombres de Mach.

Les pressions sont mesurées par rapport à l'atmosphère (pressions effectives), et leur grandeur est donnée en millivolts ; il en est de même pour les déplacements. Les relevés sont faits avec les capteurs à variation de mutuelle inductance et les potentiomètres.

La machine va donc traduire ces informations en pascals, et en mètres.

Puis, après en avoir fait le calcul, elle stockera en mémoires la carte :

$$\mathcal{M}_i = f(x_i)$$

On introduit par ailleurs, en mémoires, le débit masse Q_m mesuré, ainsi que les constantes de l'argon : γ, r, C_p.

β) Evaluation des bornes du paramètre λ

On va évaluer les bornes majorante et minorante du paramètre de calcul λ, en fonction des données expérimentales.

Rappelons son expression :

$$\lambda = \left[T_\infty - T_p + \frac{U_\infty^2}{2C_p} \right] \frac{1}{U_\infty}$$

or :

$$T_\infty = \frac{a_\infty^2}{\gamma r} = \frac{U_\infty^2}{\mathcal{M}_\infty^2} \cdot \frac{1}{\gamma r}$$

d'où l'équation (1) :

$$\lambda = \left[\frac{U_\infty^2}{\mathcal{M}_\infty^2} \cdot \frac{1}{\gamma r} - T_p + \frac{U_\infty^2}{2C_p} \right] \frac{1}{U_\infty}$$

On peut noter que dans cette expression, λ est une fonction croissante de U_∞ : on a $d\lambda/dU > 0$.

Le calcul des bornes consiste donc à trouver des valeurs de U_∞ qui majorent ou minorent l'équation (1).

- Borne minorante :

On sait que :

$$T_\infty > T_p$$

or :

$$U_\infty = \mathfrak{M}_\infty a_\infty = \mathfrak{M}_\infty \sqrt{\gamma r} \, . \, \sqrt{T_\infty}$$

Si on pose :

$$U_1 = \mathfrak{M}_\infty \sqrt{\gamma r T_p}$$

on aura bien : $U_\infty > U_1$.

Le calcul de U_1, donc de λ, à partir de l'équation (1) est simple : il suffit de choisir le nombre de Mach maximal dans les valeurs stockées en mémoires.

- Borne majorante :

Si le profil était carré, on aurait :

$$(\rho \, . \, U)_\infty = \frac{Q_m}{A}$$

Ce calcul, tenant compte de la couche limite, est basé sur le principe qu'en fait, on a :

$$\rho_\infty U_\infty > \frac{Q_m}{A}$$

Or, l'expression de ρ_∞ est :

$$\rho_\infty = \frac{P}{r T_\infty}$$

donc :

$$\frac{U_\infty}{T_\infty} > \frac{Q_m r}{AP}$$

par ailleurs :

$$U_\infty = \mathfrak{M}_\infty \sqrt{\gamma r T_\infty}$$

d'où :

$$\frac{U_\infty}{T_\infty} = \frac{\mathfrak{M}_\infty \gamma r}{U_\infty} > \frac{Q_m r}{AP}$$

soit :

$$U_\infty < \frac{AP \mathfrak{M}_\infty^2 \gamma}{Q_m} = U_2$$

U_1, U_2 se déterminent aisément : d'où les valeurs correspondantes λ_1 et λ_2.

γ) Détermination des caractéristiques du jet

Un sous-programme utilisant la méthode de résolution par dichotomie, permet le calcul de λ_m correspondant à Q_m.

La machine imprime la carte des températures et celle des vitesses correspondant à cette valeur.

Puis, à partir de ces données, elle calcule et imprime :

- la masse volumique $\rho_i = P/rT_i$

- le débit masse par unité de surface ;

- l'énergie par unité de surface ; son expression est le produit de l'enthalpie par le débit masse traversant l'unité de surface ;

- le débit expérimental et le débit calculé, ainsi que leur écart relatif ;

- la puissance totale du jet : c'est l'intégrale, sur toute la surface, de l'énergie par unité de surface ;

- le facteur correctif unidimensionnel F_c ; ce coefficient représente le rapport suivant :

$$F_c = \frac{\text{section fictive d'un jet unidimensionnel (caractéristiques } U_{max} T_{max})}{\text{section réelle du jet}}$$

Il est déterminé à partir du débit masse.

On a :

$$F_c = \frac{Q_m}{\pi R^2 . \rho_{max} . U_{max}}$$

Il permet de calculer la surface qui figure en paramètre dans l'établissement de l'abaque énergétique de l'argon défini plus haut ;

- le nombre de Reynolds du jet ; un sous-programme (identique à celui que nous décrirons dans l'annexe 2) permet le calcul de la viscosité dynamique. On a donc :

$$\mathcal{R} = \frac{U_{max} D \rho_{max}}{\mu_{Tmax}}$$

- le coefficient de frottement C_f ; il est calculé à partir de la relation :

$$C_f = \frac{\frac{dU}{dr}}{\frac{1}{2} \rho_{max} U^2_{max}}$$

- le nombre de Stanton $\mathcal{S}$: on a :

$$\mathcal{S} = \frac{\left(\lambda \frac{dT}{dr} \right) / (T_{max} - T_p)}{\rho_{max} U_{max} C_p}$$

L'appréciation des grandeurs dT/dr et dU/dr se fait sur les points de mesure proches de la paroi ; la précision n'est donc pas très bonne. On pourra néanmoins constater, sur les résultats présentés au paragraphe suivant, que l'ordre de grandeur de l'expression $2\mathcal{S}/C_f$ est bien voisin de 1.

3 - LES RÉSULTATS ET LEUR PRÉCISION

On présentera, tout d'abord, une planche de résultats complète, telle que l'imprime le calculateur IBM. Puis on examinera la validité des hypothèses de calcul et les vérifications énergétiques que l'on peut faire. Enfin, on donnera les éléments d'un calcul d'erreur permettant de situer la précision globale de la méthode de dépouillement utilisée.

3.1 - Présentation des résultats

On trouvera les figures correspondant à un essai :

Ce sont :

- les données expérimentales : figure 25 ;
- les résultats imprimés : figure 26 ;
- la carte des températures : figure 27 ;
- la carte des vitesses : figure 28.

Essai du 22 juin 3ème régime

P atmosphérique :	100.810	pascals
Débit masse d'argon :	$6,966\ 10^{-3}$	kg/s
Température de luminance lue :	1298	°K
Coefficient de pression Cp :	5,11	pascal/mv
Coefficient de déplacement C_d :	0,00413	m/v
Précision relative demandée :	0,01	

Points de mesure

Déplacement (volt)	Pression (mv)	Déplacement (volt)	Pression (mv)
1,16	- 58,5	3,6	239
1,2	0	3,8	241,5
1,3	145	4,0	243
1,4	236,5	4,2	244
1,5	238	4,4	245
1,6	238	4,6	246
1,7	238	4,8	246
1,8	237	5	246
1,9	236,5	5,2	245,75
2,0	235,5	5,4	245
2,2	234	5,5	244,5
2,4	233,25	5,6	244
2,6	233,25	5,7	242,5
2,8	234	5,8	155
3	235	5,9	40
3,2	236	6,0	- 58,5
3,4	237		

Fig. 25 Données expérimentales

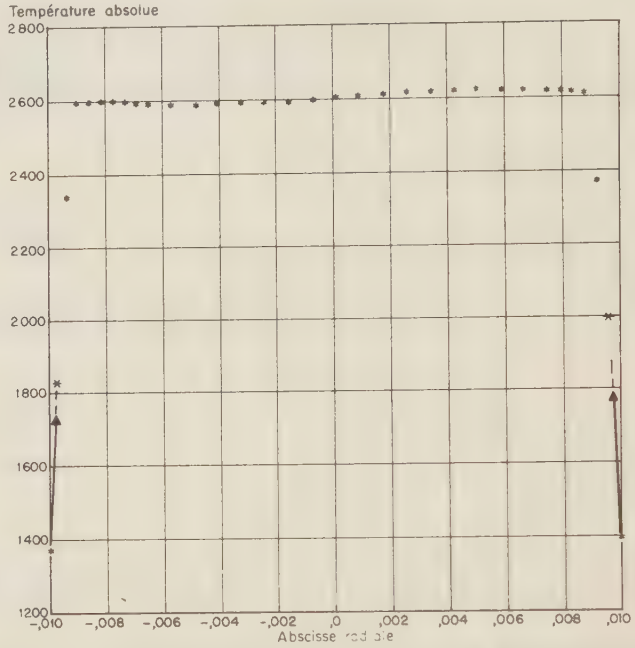


Figure 27 - Dépouillement IBM. Carte des températures

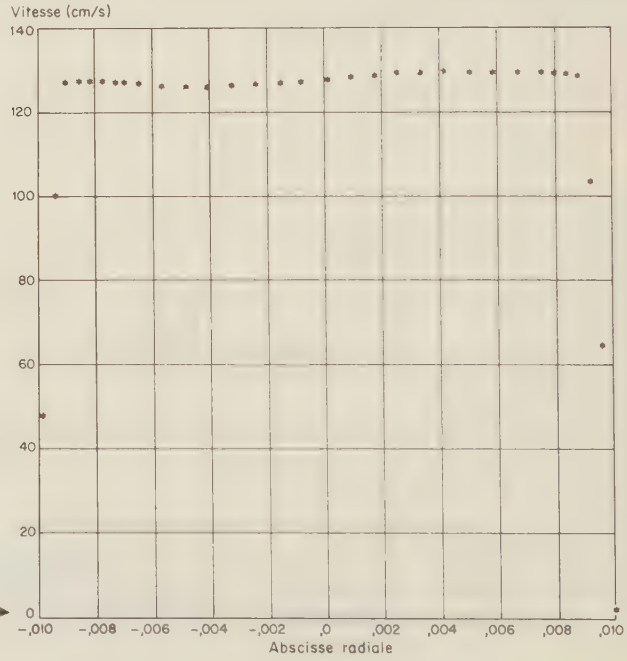


Figure 28 - Dépouillement IBM. Carte des vitesses →

Essai du 22 juin 3ème régime

Abscisse Mètre	Vitesse M/S	M. Vol Kg/m3	Déb. Masse Kg/m2	Température Degré K	H Totale Watt 10F+6
- 0.00999	0.	0.352	0.	1371.	0.
- 0.00983	47.7	0.263	12.558	1835.	10.105
- 0.00942	100.4	0.206	20.685	2342.	22.176
- 0.00900	127.2	0.186	23.626	2598.	28.547
- 0.00859	127.6	0.186	23.667	2602.	28.648
- 0.00818	127.6	0.186	23.667	2602.	28.648
- 0.00776	127.6	0.186	23.667	2602.	28.648
- 0.00735	127.3	0.186	23.640	2599.	28.581
- 0.00694	127.2	0.186	23.626	2598.	28.547
- 0.00653	126.9	0.186	23.598	2595.	28.480
- 0.00570	126.5	0.186	23.556	2591.	28.379
- 0.00487	126.2	0.186	23.535	2589.	28.329
- 0.00405	126.2	0.186	23.535	2589.	28.329
- 0.00322	126.5	0.186	23.556	2591.	28.379
- 0.00240	126.7	0.186	23.584	2594.	28.447
- 0.00157	127.0	0.186	23.612	2597.	28.514
- 0.00074	127.3	0.186	23.640	2599.	28.581
0.00008	127.8	0.185	23.695	2605.	28.715
0.00091	128.5	0.185	23.764	2611.	28.882
0.00173	129.0	0.185	23.804	2615.	28.982
0.00256	129.2	0.184	23.832	2618.	29.049
0.00339	129.5	0.184	23.859	2621.	29.116
0.00421	129.8	0.184	23.886	2623.	29.183
0.00504	129.8	0.184	23.886	2623.	29.183
0.00586	129.8	0.184	23.886	2623.	29.183
0.00669	129.7	0.184	23.879	2623.	29.166
0.00752	129.5	0.184	23.859	2621.	29.116
0.00793	129.4	0.184	23.845	2619.	29.082
0.00834	129.2	0.184	23.832	2618.	29.049
0.00876	128.8	0.185	23.791	2614.	28.949
0.00917	103.4	0.204	21.054	2371.	22.900
0.00958	64.6	0.242	15.602	1998.	13.889
0.00999	0.	0.346	0.	1371.	0.

DÉBITS : EXPÉRIMENTAL = 0.006966 CALCULÉ = 0.006965 ÉCART = 0.000

PUISSANCE TOTALE DU JET = 8277. WATT

FACTEUR CORRECTIF UNIDIMENSIONNEL = 0.929

NOMBRE DE REYNOLDS = 7165. CF * 10.E3 = 9.446 ST * 10.E3 = 7.102

Figure 26 - Dépouillement IBM. Tableau des résultats

3.2 - Validité des hypothèses - Vérifications énergétiques

3.2.1 - Hypothèses de Crocco

- Le gradient de pression est faible au niveau de la mesure. Comme il a été dit plus haut, la forme du convergent est caractérisée par une section axiale sinusoïdale. Son extrémité est un cylindre dont les génératrices sont tangentes à l'extremum de la sinusoïde.

Au niveau du jet, $dP/dr \sim 0$;

- La température de paroi est constante : on a mesuré la température de luminance suivant une génératrice de la tuyère (dans la partie où elle est visible). Les écarts de luminance ne sont pas mesurables au pyromètre optique sur les 20 derniers millimètres de celle-ci ;

- Le nombre de Prandtl est constant (il est voisin de 0,7 pour l'argon dans les conditions d'emploi de la soufflerie) ;

- l'extension de l'utilisation de la relation de Crocco dans le jet lui-même revient à faire l'hypothèse que l'enthalpie totale se conserve au centre. Or, dans cette zone, on notera que, grâce à la tranquillisation, les pressions totales sont à peu près constantes. D'autre part, dans cette zone du jet, la viscosité ne joue pratiquement aucun rôle.

3.2.2 - Vérifications énergétiques

α) La couche limite

La couche limite du jet est caractérisée par l'existence d'un gradient de vitesse et d'un gradient de température. Le transfert d'énergie dû au second, permet de faire une vérification par bilan thermique et de contrôler ainsi la carte de température dans la couche limite.

En effet, c'est la paroi en tungstène de la tuyère qui absorbe l'énergie de la couche limite ; examinons les conditions de transfert dans le gaz et dans le métal :

- dans la couche limite, les vitesses axiales sont faibles ; le transfert de chaleur se fait par conduction dans l'épaisseur de gaz où le gradient de température est mesuré ;

- comme on l'a vu plus haut, la température de surface de la tuyère est constante à l'extrémité du convergent ; dans cette zone, le transfert longitudinal par conduction dans le métal est donc nul ; l'apport de calories dû au gaz est éliminé par le seul rayonnement de la surface extérieure de la tuyère.

On peut donc écrire l'équation de l'équilibre thermique :

$$\lambda \frac{dT}{dr} . A = \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_o^4) A'$$

Définissons, sur l'exemple cité plus haut, les differentes grandeurs écrites dans cette équation :

T_1 : température de paroi = 1395

C'est à partir de T_1 que l'on peut définir λ et ε, λ_{1395} d'après Hilsenrath, on a :

$$(\lambda/\lambda_o)_{1250} = 3,00$$

$$(\lambda/\lambda_o)_{1500} = 3,36$$

d'où

$$\lambda_{1395} = \lambda_o . 3,24 = 1,634.10^{-2} . 3,24 = 5,3.10^{-2} \text{ S.I.}$$

ε_{1395} : Ribaud donne, pour le tungstène à cette température, 0,145.

En fait, ce coefficient est mal connu, car l'état de surface joue un grand rôle.

$\frac{dT}{dr}$: à la cote 0,00958 on a 1998 et à 0,00999 on a 1395 d'où : $\frac{dT}{dx} = \frac{603}{0,00041} \sim 14,8.10^5$

A et A' : Si l'on fait le bilan sur une longueur 1 de convergent, on a :

$$A = 2\pi R.1$$

et :

$$A' = 2\pi (R + e).1 \text{ où e est l'épaisseur de métal}$$

d'où :

$$\frac{A'}{A} = \frac{R+e}{R} = \frac{14}{10}$$

T_o : La température des parois sur laquelle rayonne la tuyère n'est pas connue avec précision : elle est de l'ordre de 500°. En fait, elle intervient peu dans le bilan, étant faible.

σ : est la constante de la loi de Stefan = $5,7.10^{-8}$ SI.

Finalement on doit avoir :

$$5,3.10^{-2}.14,8.10^5 = 0,145.5,7.10^{-8}\ (1395^4 - 500^4)\ \frac{14}{10}$$

soit :

$$78.10^3 = 48.10^3$$

On peut constater, malgré des hypothèses de calcul sommaires, et une émissivité de la tuyère mal connue, que les ordres de grandeur sont les mêmes : ce résultat est important, car il constitue la seule vérification que l'on puisse faire sur la couche limite ; or, le calcul d'erreur qui va suivre montre que c'est là une cause possible d'erreur.

β) Rendement global

On connaît le rendement de la torche : il est voisin de 0,6. On peut définir le rendement global η_T comme le rapport :

$$\eta_T = \frac{\iint \left(\frac{U^2}{2} + C_p T\right) \rho\ U\ dS}{\text{énergie électrique fournie}}$$

Appliqué à l'exemple cité plus haut, le régime de la torche pour cet essai étant défini par :

tension : 46 V
intensité : 457 A
donc puissance = 18800 W

on a :

$$\eta_T = \frac{8277}{18.800} \# 0,43$$

Le four aurait un rendement d'environ 70 %. Le chiffre correspond bien aux prévisions faites pour cette partie de l'installation.

3.3 - Précision des dépouillements

Le calcul d'erreur est fait sur le calculateur IBM qui effectue les dépouillements de manière globale. La méthode consiste à effectuer une première fois le traitement des données telles qu'on les obtient expérimentalement. Puis on refait le calcul en modifiant successivement chacune des grandeurs physiques pour tenir compte de sa propre imprécision. On note alors les écarts correspondants sur les résultats des calculs.

C'est sur la détermination de la température que l'on a observé et retenu les variations dues à tel ou tel paramètre.

3.3.1 - Les cotes géométriques

- Le diamètre du jet

A froid, le diamètre de la tuyère est de 19,93 mm.

La dilatation a été calculée d'après les données radiocristallographiques de P. Pascal [4] relatives au tungstène ; on a :

$$\frac{D-D_o}{D_o} = 4,44\ 10^{-6}(T - 300) + 4,5\ 10^{-11}(T - 300)^2 + 2,2\ 10^{-13}\ (T-300)^3$$

Le calcul nous montre qu'à 1200°, température moyenne du convergent, la correction à apporter au diamètre est de 0,09 mm.

Si l'on retient l'erreur absolue de 0,5 mm sur cette cote, on peut noter que si l'on introduit dans le calcul 20,07 mm au lieu de 20,02, l'écart de la température du jet correspondante sera de 0,8 %.

Soit :

$$D + 2,5\ \%\ .\ \underrightarrow{IBM}\ T + 0,8\ \%$$

- La pente du profil des pressions dynamiques aux bords du jet

En effet, la sonde, quoique de faible section, a un diamètre à peine inférieur à l'épaisseur de la couche limite. De ce fait, la pression mesurée dans cette zone de l'écoulement est mal connue. On en a tenu compte en faisant varier la pente sur les bords du jet.

On a :

$$\text{pente expérimentale} + 25\ \%\ \underrightarrow{IBM}\ T - 1,5\ \%$$

3.3.2 - Les pressions

L'étalonnage des capteurs a été fait avec beaucoup de soin

(étendue de mesure – 5 mb, + 15 mb ; précision : + 0,02 mb)

Néanmoins, on estime à ± 1 % l'écart sur cette mesure

d'où :

$$P + 1\ \% \xrightarrow{IBM} T + 1,2\ \%$$

3.3.3 - Le débit masse

On mesure Q_m à ± 1 %

d'où

$$Q_m + 1\ \% \xrightarrow{IBM} T + 2\ \%$$

3.3.4 - La température de paroi

La température de luminance est mesurée avec une bonne précision : ± 5°.

En fait, c'est la surface extérieure du convergent que l'on vise : il faut donc s'assurer que le gradient de température dans l'épaisseur de la paroi métallique ne fausse pas la mesure.

On peut poursuivre le calcul fait plus haut pour lever cette indétermination.

Soit $\Delta T = T_i - T_e$, l'écart de température à l'intérieur et à l'extérieur du convergent.

On écrit le bilan thermique sur un élément de surface ΔA de la tuyère dont l'épaisseur e = 4 mm.

Le flux d'énergie rayonnée par ΔA est :

$$\Phi = \varepsilon \sigma_o (T_e^4 - T_o^4) \Delta A$$

Si λ est la conductibilité thermique du tungstène, ce flux de chaleur est créé par le gradient de température $T_i - T_e/e$ à l'intérieur du métal ; on a :

$$\Phi = \lambda . \frac{T_i - T_e}{e} . \Delta A$$

L'expression de l'écart ΔT est donc :

$$\Delta T = T_i - T_e = \frac{\Phi e}{\lambda \Delta A} = \frac{\varepsilon}{\lambda} \sigma_o (T_e^4 - T_o^4) e$$

où :

$$\varepsilon \sim 0,16$$

$$\lambda \sim 50\ W\ m^{-1}\ °K^{-1}$$

$$T_e^4 - T_o^4 \sim 4.10^{12}$$

d'où :

$$\Delta T \sim 3°$$

L'ordre de grandeur de cet écart est tout à fait négligeable.

Par ailleurs le calcul proprement dit de la température de paroi, à partir de la température de luminance, est entaché d'erreurs dues à l'émissivité du tungstène et

l'absorption des hublots. En fait, c'est à environ ± 50° que l'on peut chiffrer sa précision.

On a donc :

$$T_i + 50 \xrightarrow{IBM} T + 0,1 \ \%$$

CONCLUSION

En faisant l'inventaire des erreurs calculées précédemment, on peut les classer suivant qu'elles sont systématiques ou aléatoires. Ainsi, on peut distinguer :

- les erreurs systématiques : elles portent sur les grandeurs qui, d'un essai à l'autre, dépendent d'une appréciation faite une fois pour toutes : ce sera le cas pour le diamètre du jet et pour la pente adoptée pour le profil des pressions dynamiques au bord du jet. Au total, l'imprécision sur ces deux grandeurs entraîne une erreur systématique sur T de :

$$(0,8 + 1,5)\% = 2,3 \ \%$$

- les erreurs aléatoires : ce sont toutes les erreurs de mesures proprement dites, sur les grandeurs servant au calcul des caractéristiques, à savoir : pressions, débit, température de luminance. Il convient, sur celles-ci, de prendre l'écart quadratique moyen qui est donné par la relation :

$$\sqrt{\left(\frac{1,2}{100}\right)^2 + \left(\frac{2}{100}\right)^2 + \left(\frac{0,1}{100}\right)^2} \# 2,3 \ \%$$

Pour apprécier l'exactitude de la méthode de dépouillement mise au point pour utiliser la soufflerie, il faut l'étalonner. L'un des buts des essais qui vont être décrits dans le prochain chapitre est de procéder à cette vérification dans l'hypothèse où tous les résultats concordent les uns avec les autres.

Chapitre IV

Sondes de mesure

INTRODUCTION

Les méthodes de mesure envisageables dans les écoulements à haute enthalpie utilisent soit la pyrométrie classique ou la spectrophotométrie, soit des bilans, massique ou énergétique, à partir d'un prélèvement du gaz. Nous nous proposons d'étudier ces méthodes à partir de quatre réalisations de sondes de mesures : le pyromètre à aspiration, la sonde à cols soniques, la sonde à bilan enthalpique et le spectrophotomètre MT4. Nous pouvons utiliser ces appareils dans un cas particulier, celui du jet de la soufflerie, dont l'écoulement, que l'on peut considérer comme permanent, est connu. Néanmoins, l'étude générale de chacun d'eux permettra de prévoir les difficultés que l'on peut rencontrer dans d'autres utilisations et la généralisation de leur emploi.

1 - LE PYROMÈTRE À ASPIRATION

1.1 - Principe du pyromètre à aspiration - Etudes antérieures

Le pyromètre à aspiration est l'appareil de mesure de température le plus répandu, car il utilise essentiellement un thermocouple. On l'utilise pour déterminer la température d'un fluide contenu dans une enceinte dont les parois sont à une température différente de celle du fluide : ce cas est d'autant plus fréquent que l'écoulement à étudier est à haut niveau enthalpique. Si l'on place dans un tel écoulement la soudure chaude d'un couple thermo-électrique, celle-ci se trouve soumise aux influences simultanées du fluide en mouvement et des parois. La température qu'elle indique résulte de ces deux influences, et se trouve comprise entre les deux températures en question.

On peut écrire l'équation de l'équilibre thermodynamique de l'élément thermosensible en supposant que les échanges de chaleur soudure-fluide se font uniquement par convection, et soudure-parois seulement par rayonnement.

Si l'on désigne par :

- q_m le débit-masse de gaz dans le tube de courant de section S léchant la soudure chaude ;
- ρU la vitesse massique = q_m/s ;
- h le coefficient de convection ;
- T_G la température du gaz ;
- T_s la température de la soudure ;
- A_1 la section droite de la soudure au point d'arrêt, considérée comme normale à l'écoulement,

alors on peut écrire l'expression de l'apport d'énergie par convection sur la soudure = W_c

$$W_c = h \rho U A_1 (T_G - T_S)$$

Par ailleurs, si l'on désigne par :

- T_p la température de paroi
- A_2 l'aire de la soudure et des fils en vis à vis avec les parois

l'énergie rayonnée W_r s'écrit :

$$W_r = \varepsilon \sigma A_2 (T_S^4 - T_p^4)$$

En régime permanent, on a équilibre thermodynamique, c'est-à-dire :

$$W_c = W_r \qquad (1)$$

On peut donc constater que si la température du gaz est supérieure à celle des parois, on a l'inégalité :

$$T_p < T_S < T_G$$

Si on écrit l'équation (1) sous la forme :

$$(T_G - T_S) = \frac{K}{\rho U} (T_S^4 - T_p^4) \qquad (2)$$

où K est un facteur tenant compte des conditions géométriques et du coefficient de convection, on voit que pour diminuer $T_G - T_S$, c'est-à-dire l'imprécision sur la connaissance de T_G, il faut :

- soit augmenter l'apport par convection, c'est-à-dire augmenter q_m ou, ce qui revient au même, ρU ;
- soit diminuer les pertes par rayonnement : il faut réduire l'écart $(T_S^4 - T_P^4)$ c'est-à-dire $(T_S - T_p)$, et limiter la surface A_2 du thermocouple.

La réalisation du pyromètre à aspiration tient compte de ces deux idées : on entoure généralement l'extrémité sensible du thermocouple de plusieurs tubes qui remplissent les 2 conditions précédemment définies :

- Ils sont reliés à un système déprimogène chargé d'assurer un prélèvement du gaz. En canalisant cet écoulement, ils permettent de faire circuler plus rapidement le fluide sur la soudure ; on améliore ainsi notablement l'apport d'énergie par convection forcée (première condition : augmentation de ρU).

- Ils jouent le rôle d'écrans. Pour limiter les échanges par conduction, ils sont isolés les uns des autres : leur centrage mécanique est assuré par des pointes rivées sur chacun d'eux. L'équilibre thermique qu'ils acquièrent est dû essentiellement aux effets du rayonnement dont ils sont le siège. L'écran central aura donc une température T_{E_1} supérieure à celle T_{E_2} de celui qui le suit immédiatement, et ainsi de suite. Pour n écrans, on aura l'inégalité :

$$T_{E_1} > T_{E_2} > \cdots > T_{E_n} > T_P$$

La soudure chaude ne va plus rayonner sur la surface à température T_p, mais sur l'écran à la température $T_{E_1} \gg T_p$ (condition 2 : diminution de $T_S - T_p$). La loi de Stéfan

qui exprime le rayonnement comme étant proportionnel à la puissance quatrième des températures permet d'apprécier le gain que l'on peut obtenir en adoptant une telle configuration.

Plus on accroît le nombre d'écrans, plus chaud sera le premier.

Par ailleurs, on s'efforce de constituer l'élément thermosensible avec des fils aussi fins que possible, pour diminuer la surface d'échange soumise au rayonnement.

On a supposé, dans ce qui précède, que le rayonnement se faisait sur la totalité de l'angle solide sous lequel la soudure voit le tube qui l'entoure ; en fait, si la longueur de ce dernier est suffisante, la correction à faire pour tenir compte des effets de ses extrémités à température plus faible, est négligeable.

De nombreuses études ont été faites sur cet appareil considéré à juste titre, comme le plus pratique pour la détermination de température. Les résultats les plus intéressants sont sans doute ceux de T. Land et R. Barber, de la Land Pyrometers Ltd [6] et [7]. Ayant défini le "critère d'efficacité" de ces appareils, ils ont étudié l'influence respective des deux paramètres fondamentaux, énoncés plus haut, qui conditionnent les mesures et la précision du pyromètre à aspiration : à savoir la vitesse d'aspiration et le nombre d'écrans protecteurs. Le "critère d'efficacité" est le pourcentage d'erreurs éliminées par rapport à une soudure nue, sans écran, quand on prend la précaution d'entourer la soudure et d'aspirer le gaz. Si $T_G - T_P$ est de 25° et qu'un dispositif bien étudié diminue l'écart (qui s'écrit alors $T_G - T_{E_1}$) en le portant à 5°, l'efficacité de ce montage est alors de (25–5)/25 = 80 %.

C'est ainsi qu'ils ont pu établir qu'une "efficacité" d'appareil de 98 % était obtenue avec un seul écran à 750° et nécessitait, par contre, 10 écrans à 1850°. Ils ont analysé, également, l'influence de l'aspiration sur la précision des mesures, ainsi que la forme à donner aux écrans (en effet, le montage classique qui consiste à écarter les écrans les uns des autres par des pointes, est très fragile. Industriellement, on préfère utiliser des têtes de mesure en produits réfractaires évidés).

On peut citer également les noms de A.I. Dahl et E.F. Fiock [8] du National Bureau of Standards. Ils ont étudié tout particulièrement ces appareils dans des écoulements non permanents, et donné des résultats intéressants sur leur temps de réponses.

Enfin, il nous faut signaler un appareil dérivé du pyromètre à aspiration, mis au point par C. Fouré à l'ONERA [9] et [10]. Sa méthode consiste à entourer l'élément thermosensible d'un tube refroidi à l'eau dont on peut mesurer la température. La soudure est elle-même refroidie. On aspire le gaz par l'intermédiaire d'un col sonique. Ce dispositif permet la mesure de températures élevées, chaque élément de la sonde étant maintenu à une température inférieure à celle qui limite généralement son emploi. On peut établir une relation de la forme :

$$T_S - T_E = f(T_G - T_E)$$

Néanmoins, il s'est avéré que les paramètres constructifs jouaient un grand rôle. Il faut donc procéder à un étalonnage pour chaque sonde.

Tous les résultats mentionnés dans l'étude bibliographique que l'on vient de faire, ont été obtenus avec des thermocouples classiques : chromel/alumel, à la limite, platine/platine rhodié. Pour prévoir l'extension de cette méthode à des écoulements de températures supérieures à 2000°, il nous a fallu également analyser les récentes études faites sur les thermocouples destinés aux très hautes températures. Les chercheurs se sont heurtés, dans ce domaine, à deux ordres de difficultés : d'une part, celle de disposer de matériaux isolants électriques, à cette température ; les céramiques comme l'alumine ou la zircone deviennent conductrices à partir de 2200° ; seules la magnésie

(utilisable jusqu'à 2500°) et la thorine (2800°) donnent des résultats satisfaisants. D'autre part, les procédés de frittage utilisés pour fabriquer les fils réfractaires en alliage tungstène-rhenium ne donnent pas toujours une homogénéité suffisante. Ce sont pourtant ces derniers alliages qui sont les plus intéressants et pour lesquels on dispose du maximum de renseignements. Un nom est essentiellement attaché à l'étude de ces thermocouples : celui de J. C. Lachman, de la General Electric [12], [13] et [14] qui a étudié systématiquement de nombreux types d'alliages. Le résultat de ses études est la réalisation d'un thermocouple tungstène/tungstène 26 % rhenium qui est très sensible et dont la courbe de réponse est pratiquement linéaire.

D'une façon générale, tous les auteurs s'accordent pour dire qu'il est très difficile de faire des mesures précises au-delà de 1500° avec le pyromètre à aspiration ; le nombre d'écrans nécessaires est incompatible avec la construction de tels appareils au-delà de cette température. Néanmoins, on peut soit réaliser une sonde du type Fouré, soit extrapoler par le calcul les résultats d'un appareil de conception classique.

C'est dans cette seconde voie que l'on a cherché une application de cette méthode.

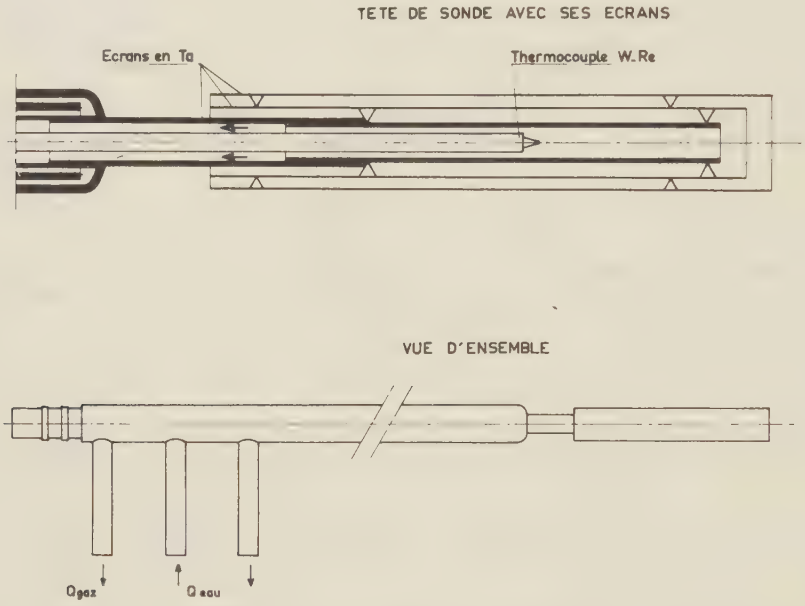


Figure 29 - Pyromètre à aspiration

1.2 - Description de la sonde et du dispositif expérimental

On trouvera, sur la figure 29, le schéma de principe du pyromètre à aspiration réalisé pour cette étude. On y remarque les particularités suivantes :

- le corps de la sonde est refroidi ; il se compose de trois tubes concentriques disposés de façon à former une épingle hydraulique. Le tube central, de diamètre intérieur 3,5 mm, assure le passage des gaz prélevés dans l'écoulement ; c'est également sur son axe qu'est situé le thermocouple gainé qui permet les mesures ;

- la tête de sonde est faite de trois tubes coaxiaux en tantale. L'écartement entre chacun d'eux est assuré par des pointes ; on les réalise en pratiquant, à la fraiseuse, deux fentes se rejoignant en V ; on repousse alors le métal perpendiculairement au tube ;

grâce à ce montage, les pertes de chaleur par conduction d'un écran à l'autre sont négligeables ;

- le raccordement de la tête de sonde constituée de ses trois écrans coaxiaux au corps refroidi est assuré par un tube tantale de faible épaisseur (0,3 mm) ; le montage se fait par emmanchement de part et d'autre de celui-ci ;

- le thermocouple proprement dit est placé sur l'axe du montage précédent ; la soudure chaude se situe au milieu de la tête de sonde, et en est isolée par des petits diabolos qui assurent également le centrage.

Les deux fils qui le constituent sont isolés électriquement par de la magnésie (montage platine) ou de la thorine (montage tungstène). Un tube en tantale, de diamètre extérieur 1,5 mm, en assure le gainage extérieur. La soudure proprement dite est nue : on a dégagé les fils de leur isolation sur quelques millimètres pour rendre indépendant du gainage l'équilibre thermique de la jonction.

Deux sortes de thermocouples ont été utilisés : le platine – 40 % rhodium/platine – 20 % rhodium (symbolisé : Pt – 40Rh/Pt – 20Rh) et le tungstène/tungstène – 26 % thenium (dont le symbole est W/W.26 Re).

La sonde est raccordée sur les circuits auxiliaires de l'installation :

- circulation d'eau,

- installation à vide par l'intermédiaire d'un débitmètre à col sonique.

Elle est montée sur le porte-sonde axial.

Les tensions thermoélectriques sont mesurées par millivoltmètre digital à grande impédance d'entrée.

1.3 - Etude expérimentale - Interprétation des résultats

1.3.1 - Les données de référence

Suivant les régimes de marche de la soufflerie que l'on se proposait d'étudier, deux types de thermocouples ont été essayés. Nous allons préciser, dans ce paragraphe, leur origine et les courbes d'étalonnages de référence qui leur sont liées.

- Pt - 40 Rh/Pt - 20Rh

C'est le plus réfractaire des thermocouples à base de platine. C'est à R.E. Bedford, National Research Council, Canada [11] que l'on doit les études et résultats qui en permettent l'utilisation. Les données d'étalonnage sont établies de 10° en 10° depuis la glace fondante, jusqu'à 2150°. Suivant les lots essayés, il a observé un écart correspondant à une erreur de ± 20° à 2150°. On a donc pu s'en servir et s'y fier dans la précision relative annoncée par cet auteur, à savoir ± 1 %.

Les fils eux-mêmes sont de provenance allemande (Metal Werk, Plansee). Leur diamètre est de 0,3 mm et la soudure, nue, est à une distance de 4 mm de son support (magnésie gainée de tantale).

- W/W - 26 %Re

Les fils utilisés sont en provenance de la Hoskins Co sous le contrôle du spécialiste de ces thermocouples déjà cité : J.C. Lachman. Les approvisionnements y sont vérifiés avec beaucoup de soin : ils disposent de courbe moyenne de référence, et pour chaque lot de fils (correspondant au même frittage) ils opèrent des contrôles. Un thermocouple est donc livré avec une courbe d'étalonnage propre à son lot de fabrication. Il reste à vérifier l'homogénéité proprement dite des fils : on a procédé à ce contrôle en utilisant la

méthode connue qui consiste à créer un fort gradient de température localement : chaque impureté située dans la zone où on le crée, sera à l'origine d'une force électromotrice thermoélectrique qui signalera sa présence. On connait, par ailleurs, l'influence du pourcentage de l'un des composants sur la tension induite. On a pu ainsi déceler quelques variations locales d'au maximum ± 1 % de Re sur toute la longueur du fil W/W-26 % Re testé. L'erreur que pourrait engendrer un tel écart si la soudure est faite au point précis où il est constaté serait faible, la variation de teneur étant réduite, comme nous venons de le voir.

Globalement, l'imprécision est de ± 2 %.

1.3.2 - Les expériences

L'encombrement de la sonde est tel que l'on ne peut effectuer qu'un seul point de mesure : dans l'axe du jet. En effet, si on déplace l'appareil sur un diamètre de ce dernier, les écrans ne seront plus soumis aux mêmes conditions de transfert et la mesure risque d'être faussée.

La mise en place se fait donc à froid, l'axe de la sonde étant confondu avec celui du jet.

L'installation étant en fonctionnement, et l'équilibre atteint pour un régime donné, on procède aux mesures permettant de caractériser l'écoulement : débit d'argon, température de luminance de la tuyère et carte de pressions dynamiques du jet au ras du convergent.

Puis, l'essai proprement dit de la sonde est fait. On relève la f.e.m. d'abord sans puis avec aspiration. On fait alors varier cette dernière et on note les tensions correspondantes du thermocouple.

1.3.3 - Les résultats. Méthode d'extrapolation

On a fait figurer, sur la figure 30 "Pyromètre à aspiration" quatre courbes correspondant à quatre régimes distincts dont on connaît, par ailleurs, les caractéristiques (calcul IBM de dépouillement à partir des cartes de pressions).

Ce sont les données du tableau suivant, référencées ①, ②, ③, ④ qui ont servi à les établir, et sur lesquelles on se propose d'appliquer une méthode d'extrapolation permettant de définir la température d'écoulement du jet.

	$(\rho U)_0$	$(T_S)_0$	$(\rho U)_1$	$(T_S)_1$	$(\rho U)_2$	$(T_S)_2$	$(\rho U)_3$	$(T_S)_3$	T axiale (calcul IBM)
①	0	1523	24	1648	44	1718	62	1753	2050
②	0	1596	24	1748	43	1803	60	1833	2150
③	0	1618	23	1773	44	1843	60	1878	2190
④	0	1719	24	1863	42	1923	60	1968	2340

Rappelons la relation qui permet de définir la température T_G du gaz :

$$(T_G - T_S) = \frac{K}{\rho U} (T_S^4 - T_E^4) \qquad (1)$$

La méthode d'extrapolation que l'on se propose d'utiliser consiste à considérer, pour l'ensemble thermocouple + premier écran, la constance du rapport de proportionnalité des deux équations :

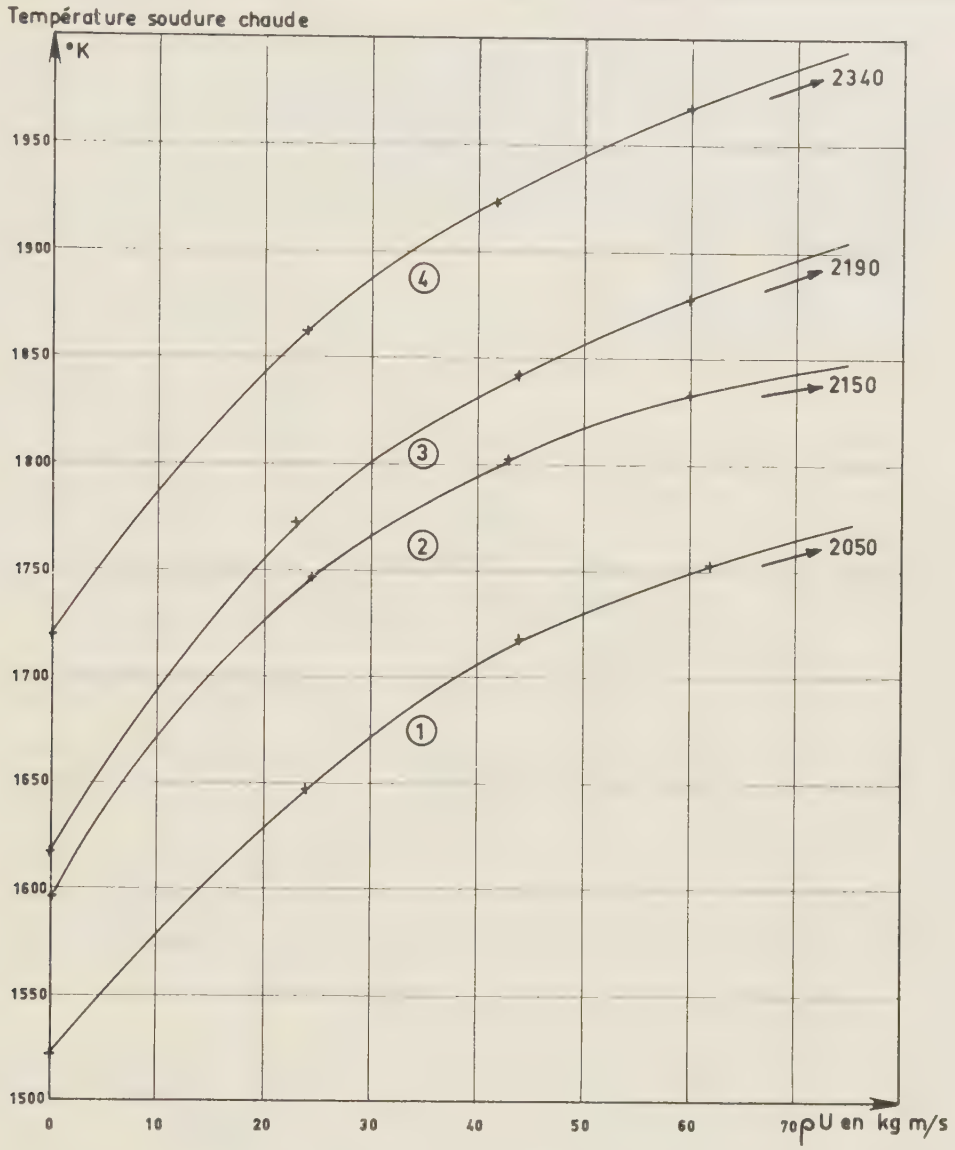


Figure 30 - Pyromètre à aspiration. Température lue en fonction de l'aspiration

W_c proportionnelle à $\rho U(T_G - T_S)$

W_r proportionnelle à $[T_S^4 - (T_S^4)_o^4]$

pour les différents débits d'aspiration correspondant à un régime d'écoulement du jet donné.

Ceci revient à considérer le coefficient K comme constant dans l'équation (1) où T_S prendrait, successivement, les valeurs $(T_S)_1$, $(T_S)_2$... correspondant à $(\rho U)_1$ ...

On dispose donc, pour une température d'écoulement T_G supposée stable, de quatre équations à deux inconnues : T_G et K. Le problème a donc une solution ; en fait, pour augmenter la précision du calcul, on va se servir des quatre séries de valeur et déterminer, par la méthode des moindres carrés, K et T_G. La fonction de T_G et de K que permet d'écrire cette méthode a pour expression :

$$F(T_G, K) = \sum_{i=o}^{3} [(\rho U)_i \{T_G - (T_S)_i\} - K\{(T_S)_i^4 - (T_s)_o^4\}]^2$$

où $(T_S)_i$ est la valeur de T_S pour l'aspiration correspondant à $(\rho U)_i$.

Le minimum de cette fonction est atteint pour les valeurs de K et T_G qui annulent les dérivées partielles qui leur correspondent.

On a :

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial F}{\partial T_G} = \sum_i (\rho U)_i^2 (T_S)_i - T_G \sum_i (\rho U)_i^2 + K \sum_i (\rho U)_i \{(T_S)_i^4 - (T_S)_o^4\} = 0$$

et :

$$\frac{1}{2}\frac{\partial F}{\partial K} = \sum_i (\rho U)_i (T_S)_i \{(T_S)_i^4 - (T_S)_o^4\} - T_G \sum_i (\rho U)_i \{(T_S)_i^4 - (T_S)_o^4\} + K \sum_i \{(T_S)_i^4 - (T_{S_o}^4)\} = 0$$

Posons :

$$A = \sum_{i=o}^{3} (\rho U)_i^2$$

$$B = \sum_{i=o}^{3} (\rho U)_i \{(T_S)_i^4 - (T_S)_o^4\}$$

$$C = \sum_{i=o}^{3} (\rho U)_i^2 . (T_S)_i$$

$$D = \sum_{i=o}^{3} \{(T_S)_i^4 - (T_S)^4\}_o$$

$$E = \sum_{i=o}^{3} (\rho U)_i (T_S)_i \{(T_S)_i^4 - (T_S)_o^4\}$$

Ces cinq grandeurs, se déduisant des expériences, sont connues.

Les deux équations (dérivées partielles de F) s'écrivent donc :

$$C - T_G A - KB = 0 \qquad \text{et} \qquad E - T_G B + KD = 0$$

La solution de ce système étant :

$$T_G = \frac{DC-BE}{AD-B^2} \qquad \text{et} \qquad K = \frac{BC-AE}{AD-B^2}$$

Le calcul de dépouillement correspondant à l'emploi de cette méthode, a été fait sur calculateur CAB 500.

Les résultats relatifs aux quatre régimes cités plus haut figurent dans le tableau suivant :

régime	$K.10^{-12}$	T_G	$T_{repère}$
①	4654	2058	2050
②	2161	2006	2150
③	2703	2130	2190
④	3183	2300	2340

Conclusion

Le pyromètre à aspiration ne peut pas être considéré comme un appareil absolu au-delà de 1500° : il convient, au-delà de cette température, d'extrapoler les résultats obtenus pour calculer la température réelle de l'écoulement.

La méthode que nous avons élaborée donne une valeur de cette température : les simplifications que nous avons été amené à faire se trouvent justifiées dans notre cas. Néanmoins, il convient de tester la méthode préconisée ici avant de l'utiliser sur une autre installation.

Un calcul plus complet peut se révéler très lourd, compte tenu de la précision que l'on peut en attendre : ce sera toujours à partir d'une extrapolation que l'on obtiendra la température cherchée, et ce genre de calcul ne peut être précis.

2 - SONDE PNEUMATIQUE À COLS SONIQUES

2.1 - Principe de l'appareil. Analyse de la méthode

La sonde pneumatique à cols soniques consiste à faire passer un échantillon de gaz chauds prélevés sur l'écoulement principal à travers deux cols soniques placés en série. Cet appareil est complètement refroidi et peut de ce fait fonctionner à des températures très élevées. Le premier col est placé directement au contact de l'écoulement à étudier. Le second est situé à l'autre extrémité de la sonde : le gaz s'est donc refroidi et on peut aisément y pratiquer des mesures fines.

En régime permanent, les cols étant amorcés, on peut écrire l'équation de continuité du débit masse de l'écoulement dans la sonde ; on dispose ainsi d'une relation entre les conditions génératrices de l'écoulement principal et celles qui existent à l'amont du second col, en zone froide, c'est-à-dire celles de la mesure.

2.1.1 - Equation de continuité

L'expression du débit masse traversant un col sonique amorcé est

$$Q_m = \frac{P \cdot A}{\sqrt{T}} f(\gamma)$$

où P et T sont la pression et la température génératrices,

A, l'aire effective (c'est-à-dire celle correspondant à un écoulement unidimensionnel)

$$f(\gamma) = \sqrt{\frac{\gamma}{r}\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

Si l'on désigne par A_1 et A_2 les aires effectives de chacun des cols placés en série, et que l'on indice 1 les conditions liées à celui situé en zone chaude, et 2 celles du second, après refroidissement, on peut écrire :

$$\frac{P_1 A_1}{\sqrt{T_1}} f(\gamma_1) = \frac{P_2 A_2}{\sqrt{T_2}} f(\gamma_2)$$

L'expression de T_1 est donc :

$$T_1 = T_2 \left[\frac{P_1 A_1 f(\gamma_1)}{P_2 A_2 f(\gamma_2)}\right]^2 \qquad (1)$$

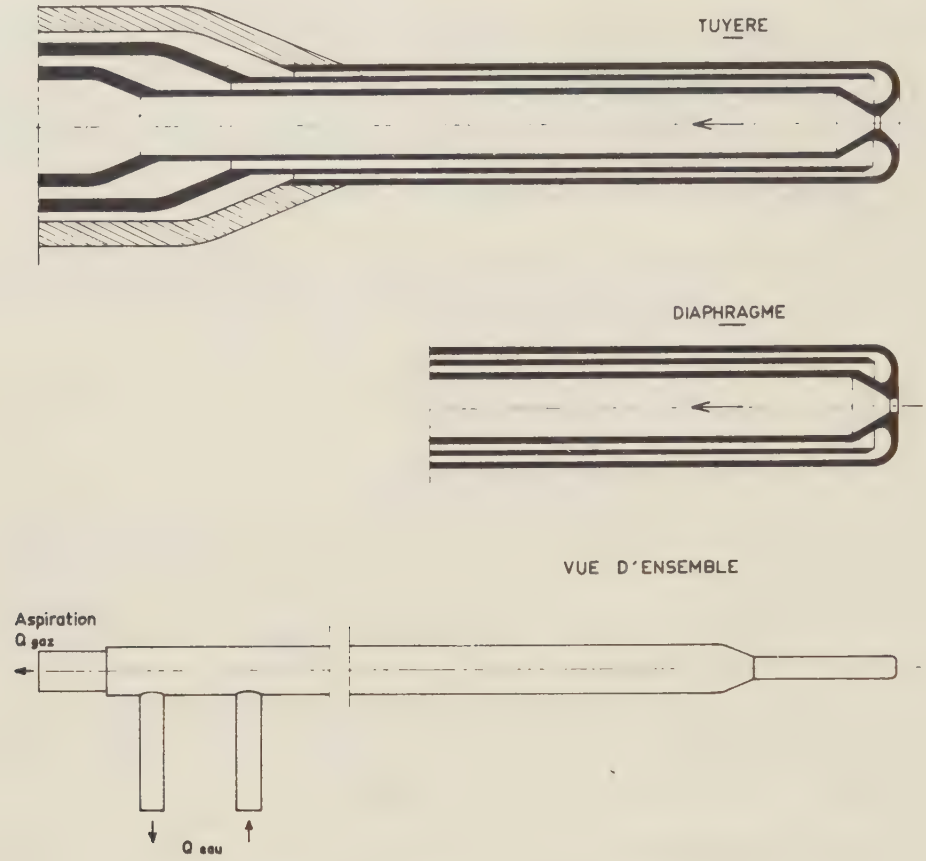


Figure 31 - Sondes à cols soniques

P_1, T_2 et P_2 sont facilement mesurables. Si le rapport A_1/A_2 est connu, il reste à déterminer $f(\gamma_1)/f(\gamma_2)$ pour résoudre cette équation, et connaître T_1.

2.1.2 - Analyse de la méthode

Nous allons examiner successivement tous les facteurs intervenant dans l'équation (1), et donner les éléments des solutions proposées par les chercheurs ayant déjà étudié ce problème.

1 - Aires effectives : coefficient de débit des cols soniques

Si on voulait faire un calcul exact de l'aire effective des cols, il faudrait tenir compte des trois facteurs suivants :

- influence de la viscosité (couche limite) : c'est une fonction du nombre de Reynolds ;
- forme de la surface sonique et sa position dans la tuyère ;
- effet du transfert de chaleur à la paroi du col situé en zone chaude.

La mise en équation de ce problème est très difficile. On peut calculer l'influence de l'un de ces paramètres, pris en particulier, et apporter la correction correspondante

au calcul du débit ; il n'est pas évident, pour autant, que l'on puisse vérifier expérimentalement le bien-fondé des hypothèses ayant servi à son calcul. Néanmoins, on doit signaler l'étude de F.S. Simmons [19] sur l'influence du nombre de Reynolds et du transfert de chaleur pour la détermination des coefficients de débits. Il propose des relations, obtenues par le calcul, tenant compte de ces deux facteurs.

Pour la sonde pneumatique à cols soniques, tous les auteurs s'accordent en fait pour déterminer de façon empirique le rapport A_1/A_2, en lui attachant ou non un terme correctif tenant compte des paramètres énoncés plus haut. L'expérience consiste à faire aspirer par la sonde un gaz à la température ambiante. On a alors $T_1 = T_2$, et on peut admettre que $f(\gamma_1) = f(\gamma_2)$ d'où :

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{P_2}{P_1}$$

2 - Rapport des chaleurs spécifiques, γ.

C'est la fonction $f(\gamma_1)$, en zone chaude, qui peut varier le plus. A son passage au col sonique de la sonde, le gaz subit une grosse variation de sa température statique, pendant un laps de temps très court ; en effet, le temps fondamental de passage de celui-ci dans la tuyère, t, est : $t \sim 10^{-5}$s. Il peut en résulter un changement d'état remettant en cause l'équilibre thermodynamique du gaz, donc la valeur à adopter pour γ.

Il convient donc de comparer à t, le temps τ de relaxation du gaz ; celui-ci caractérise le retour à l'état d'équilibre avec une répartition maxwellienne des températures, c'est-à-dire le temps nécessaire pour réaliser l'égalité suivante :

$$T_{\text{translation}} = T_{\text{vibration}} = T_{\text{rotation}}$$

Pour un gaz monoatomique, seule la température de translation varie : τ est de l'ordre de 10^{-9} s. dans ce cas. Il n'en est pas ainsi pour les gaz constitués de molécules polyatomiques, soumises de ce fait, à la vibration et à la rotation ; τ est alors beaucoup plus élevé : on peut distinguer 3 cas suivant les valeurs comparées de τ et t

$\tau \ll$ t le retour à l'équilibre est assuré : c'est le cas de l'argon, gaz monoatomique ;

$\tau \gg$ t on peut considérer l'écoulement comme figé : l'équilibre thermodynamique n'a pas le temps d'être modifié ;

$\tau \sim$ t on ne peut conclure *à priori*.

Kantrowitz et Huber [20] ont montré que le degré de liberté de rotation de la plupart des molécules s'adapte très rapidement à un brusque changement de température. Par contre, le degré de liberté de vibration requiert, pour atteindre sa valeur à l'équilibre, un bien plus grand nombre de collisions entre molécules ; la relation liant le temps de retour à l'équilibre des températures de vibration et de translation est :

$$\frac{dTvib}{dt} = -\frac{1}{\tau}\,(Tvib - Ttransl.)$$

On constate qu'à 15 % d'abaissement de la température de translation, il correspond 1 % d'écart de la température de vibration (pour $\tau = 10^{-5}$ s. pour un mélange azote-vapeur d'eau).

Il semble donc que tout se passe comme s'il n'existait pas de degré de liberté de vibration pour l'écart de température statique envisagé.

P.L. Blackshear [16] et [17] en déduit qu'il n'y a pas lieu de faire de correction sur γ, et prend $f(\gamma_1) = f(\gamma_2)$.

F.S. Simmons et G.E. Glawe [18] admettent également cette égalité, à condition que les compressions-détentes à l'amont de la sonde (cas d'un écoulement où $\mathfrak{M} > 1$ et où la sonde est à l'aval d'une onde de choc) n'introduisent pas une échelle de temps inférieure au temps de relaxation des molécules. Ils ont calculé la correction à apporter à γ dans ce cas (qui est fonction du nombre de Mach de l'écoulement à étudier).

3 - Influence d'une vitesse amont trop faible.

Les gaz chauds qui entourent immédiatement la sonde se refroidissent à son contact : si la vitesse de l'écoulement principal est trop faible, la sonde peut aspirer une partie de ceux-ci, faussant ainsi les mesures.

Si l'on considère, en fluide parfait, l'évolution du tube de courant qui aboutit au col avec $\mathfrak{M} = 1$, on peut prévoir à quel moment cet effet se fera sentir.

En effet, si A_o est l'aire de ce tube de courant à un endroit où l'écoulement n'est pas perturbé (c'est-à-dire où ses caractéristiques, en particulier $\mathfrak{M}_o$, ne sont pas perturbées par la présence de la sonde) on peut écrire :

$$A_o = A_1 \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\mathfrak{M}_o^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}{f(\gamma)\sqrt{\gamma}\,\mathfrak{M}_o}$$

P.L. Blackshear, soucieux de lever cette indétermination, a fait varier expérimentalement $\mathfrak{M}_o$ à température donnée : il a constaté que pour A_o supérieur à l'aire frontale de la sonde, la mesure était faussée (plus A_o en était supérieure, plus l'écart était grand).

Il en a conclu que l'on ne pouvait pas utiliser la sonde pneumatique dans ce cas (qui correspondait à $\mathfrak{M} < 0,1$ comme on le verra en § 8).

4 - Ecoulements inhomogènes

Le temps de réponse de la sonde à col sonique est assez élevé : il faut que l'échantillon de gaz prélevé passe par les deux cols. P.L. Blackshear a calculé l'erreur qui serait introduite si l'appareil aspirait successivement des poches de gaz caractérisées par des températures différentes.

La sonde ne peut être utilisée que si son temps de réponse est court par rapport à l'échelle de temps des phénomènes à mesurer.

5 - Erosion - dépôts - condensation.

Par suite de la très grande vitesse au col, on pouvait craindre une certaine érosion du métal à ce niveau. En fait, des utilisateurs ont constaté que la surface du col avait plutôt tendance à diminuer. Ceci est dû, dans le cas d'utilisation en gaz de combustion, à des dépôts d'imbrûlés ou d'autres impuretés véhiculées par le gaz. Pour vérifier, après une expérience, si la section a varié, on procède au test déjà énoncé et servant à la détermination du rapport A_1/A_2 : on aspire du gaz à la température ambiante ; l'indication du rapport des pressions répond à la question.

Le débit masse peut être faussé de façon notable s'il y a condensation de l'un des composants entre les deux cols. Pour l'éviter, on prend soin de porter les parois des conduits intermédiaires à une température suffisante.

6 - Choix des orifices - tuyères ou diaphragmes ?

Deux types d'orifices ont été essayés : F.S. Simmons et G.E. Glawe ont préféré les tuyères profilées pour les raisons suivantes :

- l'érosion et les dépôts sont moins importants ;
- l'aire du col dont le contour est plus refroidi, est mieux connue ;

- pour un $\mathcal{R}$ donné, le coefficient de débit est plus constant (bien que ce ne soit pas toujours le cas pour celles de faible section) ;

- les pertes de charges sont moins importantes ;

- il est possible de calculer théoriquement certains éléments de l'écoulement (couche limite, transfert).

P.L. Blackshear et d'autres ont choisi le diaphragme, car :

- les effets du transfert thermique sont beaucoup moins importants : le coefficient de débit est donc, *a priori*, beaucoup plus stable ;

- la construction mécanique est plus simple. Les cols ont toujours une faible section : il est pratiquement impossible de réaliser exactement le profil dessiné d'une tuyère.

Ce choix dépend donc essentiellement de la connaissance théorique de l'écoulement au col. Devant l'incertitude des calculs que l'on peut faire, il est certain que le diaphragme offre davantage de garanties de succès.

7 - Les mesures à effectuer.

Dans la zone chaude, seule la pression totale de l'écoulement principal est à déterminer. En général, on utilise la sonde pneumatique elle-même pour cette mesure : il suffit de prévoir une dérivation branchée à un manomètre ; en l'absence d'aspiration, le col sert d'orifice de mesure.

En zone froide, le second col est placé à l'aval d'une chambre de tranquillisation dont la section est grande devant celle du col : une mesure de pression statique donne alors P_2, pression génératrice à l'amont de l'orifice. La température est mesurée soit par thermocouple, soit par résistance de platine, pour plus de précision.

8 - Résultats antérieurs

Nous citerons, dans ce paragraphe, les résultats obtenus par les trois chercheurs ayant le plus contribué à la connaissance de cet appareil : P.L. Blackshear, F.S. Simmons et G.E. Glawe. D'autres études seront mentionnées, qui viendront confirmer ou infirmer l'opinion que l'on peut se faire sur cet appareil.

- P.L. Blackshear (sonde à diaphragme)

Jusqu'à 650°, les indications de la sonde et d'un thermocouple concordent très bien.

De 1800 à 2200° : plongé dans un gaz de combustion propane-air, il compare ses indications avec celles obtenues par visée, avec la méthode optique de renversement au sodium. En visée directe, cette méthode est d'un emploi délicat si la combustion n'est pas très homogène. Blackshear y observe des écarts de 6 % qui peuvent être imputables aux instabilités de combustion. Il donne son appareil comme exact à ± 2 % pour un écoulement homogène.

C'est à 650°, en faisant varier la vitesse de 0 à 100 m/s qu'il a constaté et établi le seuil inférieur d'utilisation de cette sonde ; ce n'est qu'à partir de 45 m/s, dans le cas cité, que sa température s'est stabilisée à sa bonne valeur, soit, pour $\mathfrak{M} = 0,1$;

- F.S. Simmons et G.E. Glawe (sonde à tuyère).

La sonde pneumatique a été essayée de 900 à 2200°. Les dépouillements ont été faits en faisant les corrections dues :

- aux effets du transfert de chaleur et du nombre de Reynolds sur le coefficient de débit ;
- aux variations éventuelles de γ à l'amont du premier col.

Jusqu'à 2000°, les résultats ainsi obtenus ont été comparés avec ceux indiqués par une sonde pyrométrique à thermocouples. Ils sont bons, la dispersion des points étant au maximum de ± 5 %. Il est à noter que les corrections énoncées sont vraiment nécessaires, sinon l'erreur systématique serait de 6 %. Au-dessus de 2000°, la comparaison a été faite par la méthode du renversement, au sodium. Des difficultés sont apparues (comme pour Blackshear) ; entre autres, la sonde indiquait des températures supérieures. Ce phénomène serait dû, d'après les auteurs, à ce que le sodium réagit avec l'eau contenue sous forme de vapeur dans les gaz de combustion où l'expérience se faisait. Néanmoins, en calculant les corrections à apporter aux deux méthodes comparées, la concordance reste bonne.

9 - Autres essais d'étalonnages.

Une sonde pneumatique basée sur le même principe, a été étalonnée à la SNECMA [21]. Les résultats sont excellents jusqu'à 1600° (température limite de l'installation d'essais) pour une sonde munie d'un diaphragme. Les mêmes essais ont été faits avec un appareil dont le col situé en zone chaude était une tuyère : ils ont très vite abandonné cette configuration, n'ayant pu en obtenir de bons résultats ; en effet, la température indiquée par la sonde était systématiquement inférieure, avec des écarts allant jusqu'à - 18 %.

Il nous faut signaler également, l'étude d'une sonde pneumatique fait par S. Förster [22] et dont le principe est légèrement différent de celle dont il a été question jusqu'ici ; cet appareil est constitué d'un tube, bien refroidi à l'eau, et dont une extrémité est mise en dépression par rapport à l'écoulement à étudier où il est plongé ; le blocage sonique se situe alors non plus au niveau du prélèvement, mais à l'extrémité aval du tube, après refroidissement du gaz. Il a pu constater que la température est une fonction linéaire de la perte de charge dans le tube. Le calcul de cette sonde est très difficile. Après étalonnage, cet appareil est précieux car, la longueur du tube étant réduite, les temps de réponse sont très courts.

2.2 - Etude de la sonde pneumatique à cols soniques

Nous analyserons, tout d'abord, la raison pour laquelle nous estimons que la définition de l'aire effective A, du premier col conditionne l'utilisation de cet appareil ; puis, après avoir décrit le dispositif expérimental et le mode opératoire, nous présenterons les résultats obtenus.

2.2.1 - Choix du meilleur critère de définition de la sonde

Reprenons l'examen, fait précédemment, de tous les facteurs pouvant intervenir dans la définition de l'équation (1) et analysons leur influence respective sur l'étude du jet de la soufflerie.

- le rapport A_1/A_2 est généralement déterminé à froid ; or, les conditions physiques de l'écoulement varient énormément avec la température. Seul un calcul complet pourrait permettre de prévoir, théoriquement, l'évolution des paramètres. Tant que ce calcul n'aura pas été fait, la sonde à cols soniques ne pourra pas être considérée comme un appareil absolu ;

- pour le jet d'argon de la soufflerie, la fonction $f(\gamma)$ est constante : ce gaz est considéré comme parfait dans toute l'étendue des températures accessibles sur cette installation. D'après les données d'Hilsenrath, γ varie de 1,670 à 1,667 entre 300 et 3000°, γ restant inchangé dans cette même plage de températures ;

- on a toujours $\mathfrak{M} > 0,1$ (voir triangles des caractéristiques) l'écoulement est donc assez rapide pour que le transfert de chaleur ne soit pas important (cf. Blackshear).

2.2.2 - Dispositif expérimental. Sondes réalisées

Deux sondes à cols soniques ont été essayées ; elles ne diffèrent que par la forme de leur col de mesure.

Une vue d'ensemble de l'appareil et un schéma des profils adoptés figurent sur la figure n° 11. On peut noter les points suivants :

- Les deux cols possèdent, à l'aval de leur section critique, un divergent à 60° d'ouverture : le but de cette disposition est de rendre plus efficace le refroidissement de la sonde à un endroit où les conditions de transfert sont les plus défavorables ;

- A proximité de la zone de mesure, on a réduit le diamètre extérieur de l'appareil, sur une longueur de 30 mm ; ce rétrécissement a été prévu afin de limiter les perturbations engendrées par la présence de la sonde dans le jet. La cote adoptée résulte d'un compromis entre :

  • l'encombrement de la tête de mesure,

  • la section de passage des gaz aspirés rapportée à celle du col de mesure (limitation des pertes de charge),

  • la possibilité d'assurer le refroidissement.

Finalement, les cotes sont les suivantes :

  • diamètre extérieur de la sonde : 5 mm,

  • tube intérieur assurant le passage des gaz : 2,5 mm,

  • diamètre des cols : 0,63 mm pour le diaphragme, et 0,71 mm pour la tuyère ;

- La circulation d'eau de refroidissement est la même pour toute la sonde (support et tête), l'épingle hydraulique se refermant sur le col.

- L'écoulement du jet est très homogène et peut être considéré comme permanent ;

- Il ne peut y avoir de condensation entre les deux cols. Par contre, on peut craindre l'érosion, de même qu'il peut y avoir des dépôts de tungstène sur le premier col provenant de l'électrode de la torche : ces deux facteurs interviennent sur la définition de A_1 ;

- Choix des orifices : le calcul des coefficients correctifs ayant pour origine une théorie incomplète, il vaut mieux s'en affranchir en choisissant le col le moins influencé par les conditions ambiantes : le diaphragme.

Comme on peut le constater, la définition de A_1 conditionne la mesure. Le but que l'on s'est fixé, en abordant cette étude, a donc été la détermination expérimentale de cette grandeur.

Par définition, l'aire effective, A, d'un orifice de mesure dont la section serait S, est :

$$A = \alpha S \text{ où } \alpha \text{ est le coefficient de débit}$$

L'étude de A, donc de α, suppose l'adoption d'un critère de similitude : nous avons choisi le nombre de Reynolds comme paramètre de référence ; il est bâti de la façon suivante :

$$\mathcal{R} = \frac{4Q_m}{\pi \mu D}, \text{ où D est le diamètre du col.}$$

Ce choix a une valeur à froid, quand le transfert de chaleur n'intervient pas. L'expérience a montré que ce critère de similitude perd son sens dans les conditions de l'expérience à chaud : en effet, la couche limite à la paroi est froide, et il est alors difficile de bâtir le $\mathcal{R}$ correspondant. Néanmoins, on s'est fixé d'étudier l'évolution de A_1 en considérant l'étalonnage à chaud comme indispensable.

La sonde est raccordée au circuit à vide par l'intermédiaire du débitmètre à col sonique (organes de l'installation déjà décrits). Le choix du diamètre des cols froids résulte des considérations suivantes : il faut que le rapport des pressions $P_1/P_2 \geqslant 3,5$ pour être sûr, compte tenu des pertes de charges, que les deux cols soient amorcés ($\mathcal{M} = 1$ à leur section critique). Connaissant par ailleurs, l'ordre de grandeur de la température minimale à déterminer, le rapport des sections est alors donné par la relation :

$$\frac{S_2}{S_1} \sim \frac{A_2}{A_1} \geqslant 3,5 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad \text{d'où} \quad S_2 \geqslant 3,5\ A_1 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

Ainsi, à $T_2 \sim 300°$ (c'est-à-dire la température du circuit d'eau de refroidissement), et à $T_1 \sim 1800°$, correspond $S_2 \geqslant 1,4\ A_1$. Il faut adapter des tuyères de diamètre $\geqslant 0,85$ mm pour la tuyère et $\geqslant 0,75$ mm pour le diaphragme.

Mais, compte tenu de ce que plus P_2 sera grande, plus faible sera l'erreur commise sur sa mesure (lecture de hauteur manométrique) on a choisi, de préférence :

$D_2 = 0,9$ pour la tuyère

$D_2' = 0,8$ pour le diaphragme

2.2.3 - Etude préliminaire

On a étalonné, à froid, les deux cols "chauds" (tuyère et diaphragme) ainsi que plusieurs cols froids. Les courbes de coefficient de débit de ces deux premiers orifices en fonction du nombre de Reynolds figurent sur la fig. 32. On trouvera, en annexe, l'étude détaillée de la méthode de contrôle utilisée, ainsi que les courbes des cols froids (qui y figurent à titre d'exemple).

2.2.4 - Mode opératoire

Le contrôle de la section du premier col est fait au début et à la fin de chaque expérience ; pour l'effectuer, on aspire de l'argon pris à pression et température ambiante, et on vérifie si le rapport P_1/P_2 est constant. Il est arrivé qu'un écart de 2 % se manifeste lors de ce contrôle, après une expérience où les caractéristiques du jet étaient particulièrement élevées : pour de tels régimes, la température des éléments tranquillisateurs est proche de la fusion du métal, dont la tension de vapeur n'est plus négligeable. On a pu constater qu'en pareil cas, le tungstène se recondensait sur les parois refroidies des sondes ; c'est sans doute à ce phénomène qu'est imputable l'écart constaté.

Cet essai effectué, et l'installation étant en fonctionnement, on procède aux relevés nécessaires au calcul de dépouillement IBM. Puis on met la sonde en position de fonctionnement et on opère le relevé de P_2 et T_2 (P_1 est donnée par la carte des pressions dynamiques et la pression atmosphérique).

2.2.5 - Les résultats

Les deux sondes essayées ont donné des résultats très différents : on en jugera par les courbes récapitulatives ci-jointes ; celle correspondant à la tuyère (fig. 33) qui a été établie par un dépouillement où son coefficient de débit était constant, ne se prête à aucune interprétation : la forme adoptée devait favoriser les décollements qui survenaient de façon aléatoire. On a donc abandonné cette sonde rapidement.

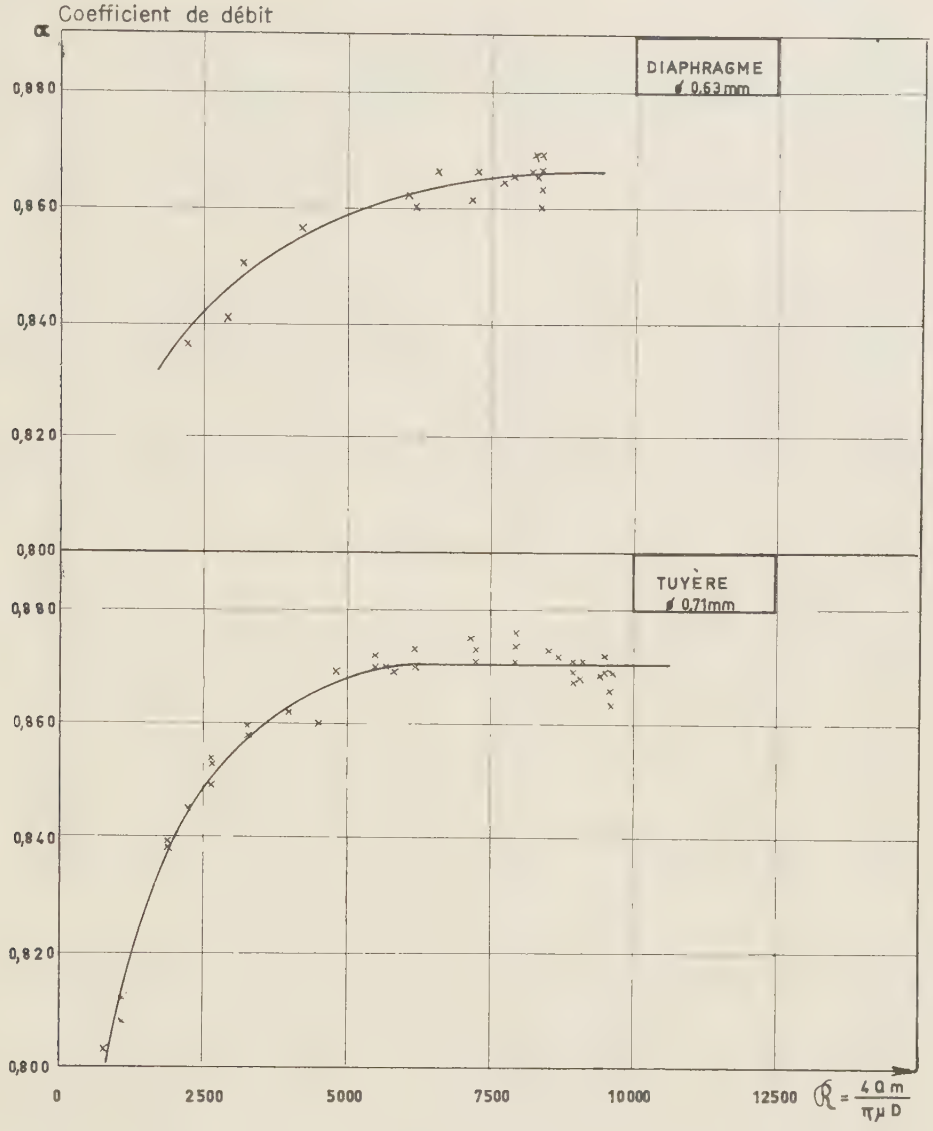


Figure 32 - Etalonnage du col sonique des sondes

Les résultats que nous allons mentionner ne concernent donc que la sonde dont le col d'aspiration est un diaphragme.

Dans le tableau ci-joint, figurent quelques essais types : nous allons, sur ces exemples, situer les différentes méthodes du calcul de T_1. Cette analyse ne concerne que le choix de α_1 ; en effet, α_2, lui, est bien connu à partir des étalonnages.

Φ col chaud = 0,63
Φ col froid = 0,792

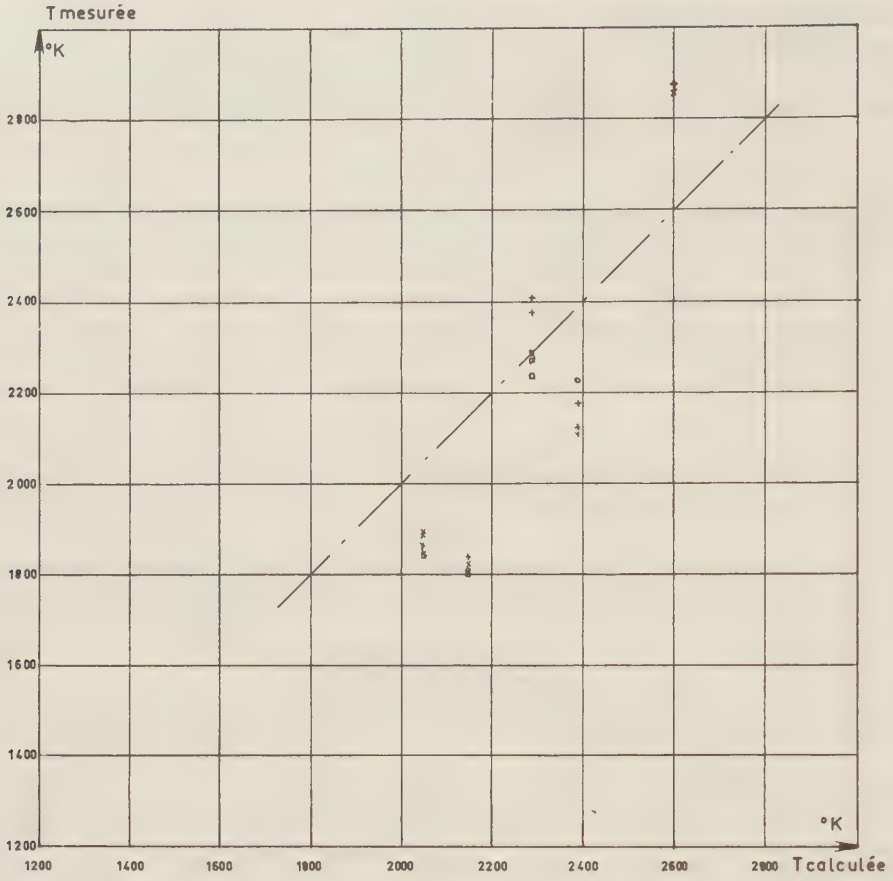


Figure 33 - Sonde sonique (Tuyère)

Mesures				Calcul de T_1			$T_{repère}$ (calcul IBM)
T_2	H_1	H_2	α_2	avec $\frac{A_1}{A_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{froid}$	avec $\alpha_1 = 0,865$	avec $\alpha_1 = 0,905$	
292,0	765	207	0,836	1442	1705	1866	1870
293,3	765	201	0,834	1535	1830	2000	1985
294,2	765	202	0,834	1530	1825	1998	
294,8	765	198	0,832	1600	1905	2081	2070
295,5	765	199	0,832	1585	1900	2079	
295,8	766	193	0,831	1700	2025	2213	2220
295,7	766	193	0,831	1695	2015	2201	
296,1	766	186	0,828	1825	2200	2405	2330
295,7	767	187	0,828	1805	2185	2389	

① T_1 obtenu en prenant $\frac{A_1}{A_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{froid} = 0,602$

L'écart est très important. Notons qu'aucune précaution n'a été prise pour que les cols, dont les diamètres avaient été choisis pour être amorcés à chaud, soient tous les deux soniques à froid. En effet, pour qu'ils le soient, il aurait fallu augmenter S_2, donc perdre en précision sur P_2 à chaud.

Ce mode de calcul ne présente donc que peu d''intérêt.

② T_1 calculée en prenant $\alpha_1 = 0,865$

Dans un premier temps, nous avons donné à α sa valeur maximale obtenue lors de l'étalonnage du col. On peut constater que les valeurs de T_1 qui en découlent sont différentes, et de façon systématique, de celles obtenues par le calcul IBM.

Mais, ayant remarqué que tous les points de mesure obtenus lors des essais avec cette sonde accusaient la même erreur systématique avec le dépouillement IBM, nous avons déterminé le coefficient de cette sonde qui permet de retrouver la valeur exacte de T_1 : c'est $\alpha_1 = 0,905$.

③ T_1 avec $\alpha_1 = 0,905$

Les résultats sont bons, et la dispersion réduite comme on peut le constater sur la figure 34 qui regroupe les résultats obtenus avec cette sonde : non seulement on ne

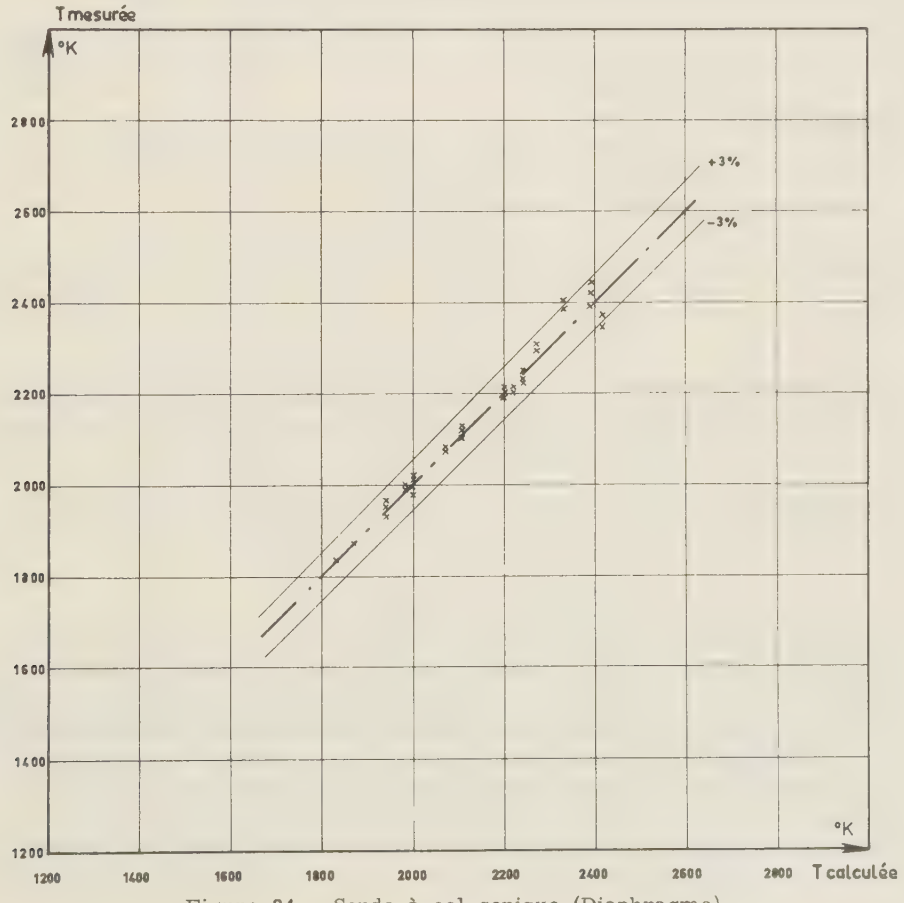


Figure 34 - Sonde à col sonique (Diaphragme)

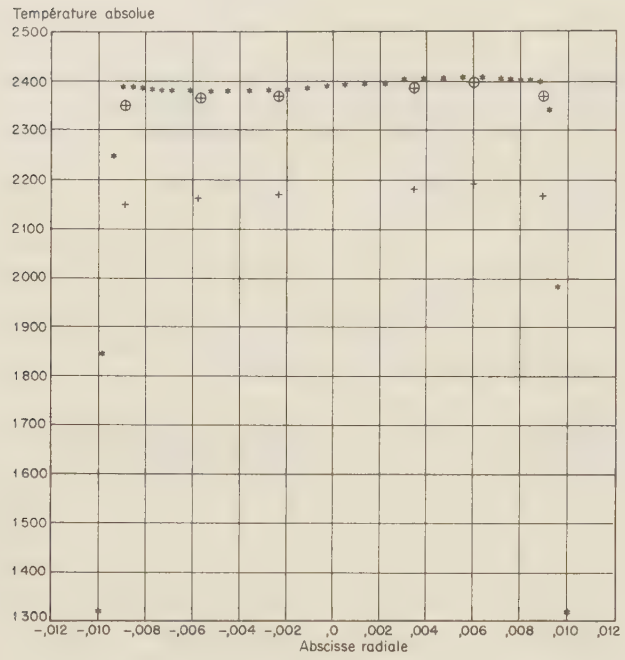


Figure 35 - Profils de températures obtenus. * à partir d'un dépouillement I.B.M. ⊕ avec sonde à col sonique.

remarque aucune erreur systématique (ce qui prouve que α_1 est constant), mais également on peut apprécier la sensibilité de cet appareil. Cette propriété a été mise à profit pour déterminer le profil de température du jet. On trouvera sur la figure 35 les points obtenus, en différents endroits du jet, en calculant T_1 des deux façons : $\alpha_1 = 0,865$ et $\alpha_1 = 0,905$. Ce résultat constitue en même temps une vérification de la validité de la méthode de dépouillement utilisée, car on retrouve bien la même forme de profil des températures.

Précision de cette sonde

La précision d'un appareil est fonction des erreurs aléatoires dont sont entachés ses résultats.

Nous avons, pour la sonde à cols soniques :

$$\frac{\Delta T_1}{T_1} = \frac{\Delta T_2}{T_2} + \frac{2\Delta A_2}{A_2} + \frac{2\Delta H_1}{H_1} + \frac{2\Delta H_2}{H_2}$$

Si l'on prend :

$$\Delta T_2 = 0,5°$$

$$\frac{\Delta A_2}{A_2} = \frac{1}{100}$$

et :

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = 2 \text{ mm CHg}$$

la précision de l'appareil, étant fonction d'erreurs aléatoires sera donnée par :

$$\frac{\Delta T_1}{T_1} = \sqrt{\left(\frac{0,5}{300}\right)^2 + \left(\frac{2}{100}\right)^2 + \left(\frac{4}{760}\right)^2 + \left(\frac{4}{250}\right)^2} \quad 2,7\ \%$$

Cet écart théorique confirme bien les résultats obtenus.

Conclusion

On ne sait pas calculer le coefficient d'une sonde à cols soniques. La similitude de Reynolds envisagée ici n'a donné aucun résultat : les $\mathcal{R}$ vont en décroissant quand la température croît ; or, le coefficient de la sonde obéit à une loi inverse. Il est possible de rendre compte de l'accroissement du coefficient de débit en considérant qu'il croît avec $\mathcal{R}$: or, si l'on bâtit ce dernier avec la vitesse axiale et la viscosité à la paroi (froide), il est à noter que la valeur ainsi obtenue est 5 fois plus élevée que lors de son étalonnage à froid. Il n'en reste pas moins qu'il est impossible de faire la similitude des écoulements chaud et froid. Il faudrait trouver un autre critère, tenant compte de la couche limite et du transfert de chaleur.

Par contre, convenablement étalonné, cet appareil se révèle fidèle et précis, son coefficient de débit restant constant dans une large gamme de températures. Il est sans doute le plus sensible et le mieux adapté aux mesures fines dans les écoulements à haute enthalpie.

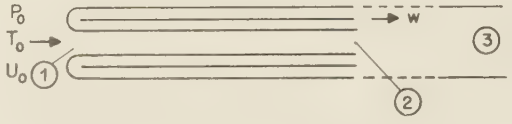
3 - SONDE A BILAN ENTHALPIQUE

Le principe de fonctionnement de cet appareil consiste à effectuer la mesure de l'enthalpie totale d'un prélèvement du gaz à étudier ; pour cela, on fait passer l'échantillon dans un échangeur auquel il cède une certaine énergie calorifique que l'on peut déterminer. L'étude, au repos et dans de bonnes conditions de mesure, de ce prélèvement, permet l'analyse de ses différents composants, donc la connaissance des fonctions thermodynamiques qui lui sont liées : d'où la possibilité de calculer l'une des caractéristiques essentielles de l'écoulement à étudier, sa température.

La mise en oeuvre de cet appareil est délicate, car on repousse la difficulté au niveau de la mesure de faibles écarts de température dans de l'eau. Avec un appareillage normal, la précision des mesures n'est pas bonne : c'est sans doute la raison pour laquelle cette méthode n'a été utilisée, à notre connaissance, que dans le cadre d'une étude concernant les plasmas [23] ; encore n'avons-nous pu avoir que peu de renseignements sur sa mise en oeuvre dans ce cas.

3.1 - Principe de la méthode

On indice :



0 les conditions génératrices (l'écoulement à étudier),

1 à l'entrée de l'appareil,

2 à sa sortie : soit w l'énergie par unité de masse cédée par le prélèvement à l'échangeur entre (1) et (2),

3 le prélèvement au repos,

N dans les conditions normales (760 mm CHg et 273°).

On admet par ailleurs, qu'il y a continuité du débit masse de gaz prélevé entre les zones (1) et (3) schématisées sur le croquis ci-dessus.

- Une première équation traduit la conservation de l'énergie entre (0) et (1)

On a :

$$H_o + \frac{U_o^2}{2} = H_1 + \frac{U_1^2}{2} = H_{oT}$$

Si l'écoulement à étudier est subsonique, son enthalpie totale H_{oT} est indépendante de la vitesse U, à laquelle les gaz sont aspirés.

Pour un écoulement supersonique, il faut faire les réserves d'usage dues au franchissement de l'onde de choc.

- La seconde équation est celle du bilan énergétique entre le gaz et l'échangeur, de la zone (1) à la zone (2),

On a :

$$w = \left(H_1 + \frac{U_1^2}{2}\right) - \left(H_2 + \frac{U_2^2}{2}\right)$$

où :

$$= H_{oT} - \left(H_2 + \frac{U_2^2}{2}\right) \qquad (1)$$

3.1.1 - Mesure de H_{oT}

D'après l'équation (1), H_{oT} est fonction de w mesurée et de $\left(H_2 + \frac{U_2^2}{2}\right)$. Le dernier terme est fonction de la composition du gaz prélevé.

Il faut donc, en zone ③, c'est-à-dire au repos, faire une analyse du gaz ; on en déduit les fonctions thermodynamiques de ce dernier :

$$H = H(P, T)$$
$$\rho = \rho(P, T)$$

Deux mesures complémentaires sont donc nécessaires en zone ② : la température T_2 et la pression P_2 ; elles permettront de déterminer :

$$H_2 = H(P_2, T_2)$$

et :

$$U_2 = \frac{(\rho U)_2}{\rho(P_2, T_2)}$$

où $(\rho U)_2$ est déterminée par la connaissance du débit d'aspiration et de la section S_2.

On en déduit :

$$H_{oT} = w - \left(H_2 + \frac{U_2^2}{2}\right)$$

3.1.2 - Mesure de T_o

Deux mesures complémentaires sont nécessaires pour calculer T_o, connaissant H_{oT} : ce sont P_o et $\rho_o U_o^2/2$. Comme on a eu l'occasion de le mentionner, les mesures de pression ne posent pratiquement aucun problème.

Les fonctions thermodynamiques du gaz sont les mêmes que précédemment ; on a donc le système d'équations suivant, où A, B et C sont connus :

$$A = H_o + \frac{U_o^2}{2} = H_{oT}$$

$$B = P_o$$

$$C = \frac{\rho_o U_o^2}{2} \quad \text{soit} \quad \frac{U_o^2}{2} = \frac{C}{\rho_o}$$

d'où :

$$H(T_o, B) + \frac{C}{\rho_o(T_o, B)} = A$$

équation qui définit la température T_o.

3.1.3 - Cas particulier : gaz parfait à chaleur spécifique constante

Si le gaz dont on veut déterminer l'enthalpie et la température est de l'argon, que l'on peut considérer comme parfait, avec $C_p = C^{te}$ (cf. Hilsenrath [3]), on a :

$$H_T = C_p T + \frac{U^2}{2}$$

d'où :

$$w = H_{oT} - H_{2T}$$

$$= C_p(T_o - T_2) + \frac{1}{2}(U_o^2 - U_2^2)$$

Seules U_o, T_2 et U_2 sont à déterminer,

- dans l'écoulement, on mesure p_o et $\frac{\rho_o U_o^2}{2} = C$

d'où :

$$\frac{1}{2} U_o^2 = \frac{C}{\rho_o} = \frac{C}{\rho_N T_o} \cdot p_o \cdot \frac{T_N}{P_N}$$

- en zone (2), on mesure T_2 et P_2

d'où :

$$U_2^2 = \left(\frac{[\rho U]_2}{\rho_N T_2} \cdot p_2 \frac{T_N}{P_N} \right)$$

Dans la pratique, l'écoulement à l'intérieur de l'échangeur est nettement subsonique et sa section est constante : le terme $U_2^2/2$ pourra être négligé, ce qui ne rend plus nécessaire la mesure de p_2.

3.2 - Application pratique : la sonde à bilan enthalpique

3.2.1 - Principe de la mesure

La sonde à bilan enthalpique se compose, essentiellement, de l'échangeur dont il a été question précédemment.

Mais la définition qu'on en a alors donné est idéale, car elle ne mentionne que les échanges thermiques nécessaires à l'écriture du bilan enthalpique, c'est-à-dire à l'intérieur de celui-ci : elle suppose que les parois de cet échangeur soient convenablement isolées de l'extérieur, ce qui est irréalisable pratiquement, compte tenu de l'encombrement que nécessiterait un calorifuge efficace.

On s'efforce, en fait, de rendre cet appareil aussi petit que possible ; il faudra donc tenir compte, dans l'écriture du bilan thermique, d'un transfert d'énergie avec le milieu où l'appareil est plongé.

La méthode mise au point pour tenir compte du paramètre "extérieur" consiste à procéder en deux temps (étant donné que ce sera la même circulation d'eau qui subira les échanges thermiques tant intérieurs qu'extérieurs) :

- 1er temps : on coupe l'aspiration de gaz. La sonde n'est alors le siège que des échanges dus au milieu où elle est plongée : soit $\delta\theta$ l'élévation de température de l'eau dont le débit est Q_{me} ; l'énergie échangée avec l'extérieur est donc :

$$W = Q_{me}\delta\theta$$

- 2ème temps : on aspire Q_{mg} kg/s de gaz, la sonde occupant la même position, et les conditions extérieures étant inchangées. Soit $\delta\theta'$ le nouvel écart de température relevé sur son circuit de refroidissement : on aura alors :

$$W' = Q_{me}\delta\theta' = Q_{me}\,\delta\theta + Q_{mg}w$$

on en déduit :

$$w = \frac{Q_{me}(\delta\theta' - \delta\theta)}{Q_{mg}}$$

3.2.2 - Description de la sonde

L'encombrement extérieur de la sonde que nous avons réalisée est le même que celui de la sonde à cols soniques : leurs embouts en contact avec le jet ont la même forme extérieure, pour la même raison qui est de limiter au maximum les perturbations dues à leur introduction dans le jet.

Examinons, sur le schéma de principe joint (cf. fig. 36), les détails de sa conception :

a - "L'échangeur" est un tube en cuivre de diamètre intérieur 2,5 mm à travers lequel circulent les gaz prélevés au niveau du jet ; ses deux extrémités constituent les zones (1) et (2) décrites précédemment : en (2), suivant son axe, on a disposé un thermocouple gainé, à soudure nue, qui assure la mesure T_2 du gaz à la fin de la zone d'échanges. Ce tube est relié, à l'aval de la section (2), au circuit à vide par l'intermédiaire du débitmètre à col sonique qui détermine le débit de gaz aspiré, Q_{mg}.

b - Le circuit de refroidissement. La circulation d'eau a, comme pour les autres sondes, la forme d'une épingle hydraulique constituée par trois tubes coaxiaux ; pour cette sonde, le débit d'eau, Q_{me} mesuré par capacité jaugée (la constance du débit étant contrôlée par un rotamètre), arrive par l'intérieur, son retour se faisant sur la périphérie de la sonde. La cloison intermédiaire est revêtue d'une couche épaisse de résine polyuréthane, assurant l'isolation thermique entre les deux branches de l'épingle.

La température de l'eau est contrôlée par des thermistances, de part et d'autre de l'échangeur :

- à son arrivée dans la sonde, dans la section (2) définie plus haut :

- après avoir longé ce dernier et parcouru la partie rétrécie de la sonde, au point θ, du schéma. On avait intérêt, en effet, à limiter la surface d'échange avec l'extérieur (l'idéal aurait été de placer θ dans la section (1) de l'échangeur, c'est-à-dire en tête de la sonde, mais son encombrement ne l'a pas permis). La position adoptée résulte

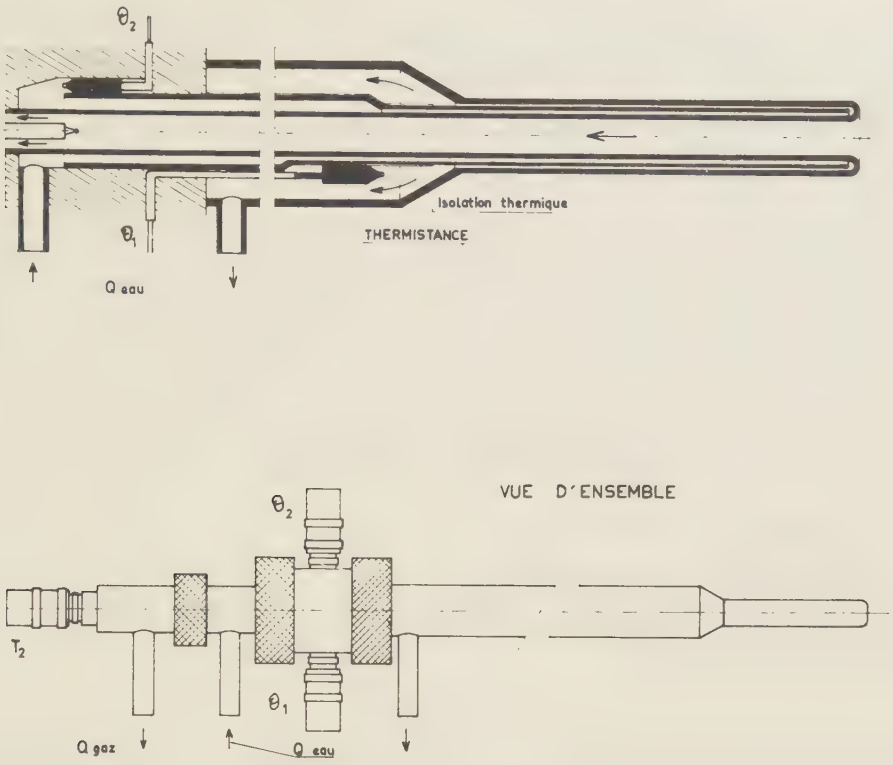


Figure 36 - Sonde à bilan enthalpique

du double impératif : limitation de cette surface et perturbation minimale du jet. En tout état de cause, la méthode de mesure mise au point permet de tenir compte non seulement des échanges au point d'arrêt, mais également ceux dus à la surface extérieure de la tête de la sonde. L'isolation thermique prévue entre les deux nappes d'eau (d'aller et de retour) permet de négliger les échanges thermiques à l'aval de θ_1, sur le tube extérieur de retour.

3.3 - Etude expérimentale

Etant données les faibles dimensions du tube de prélèvement, l'énergie prélevée à l'échantillon de gaz aspiré sera faible. Connaissant, par ailleurs, le débit d'eau minimal (10 g/s) qu'il faut faire circuler dans la sonde pour en assurer sa bonne tenue au feu, il est aisé de déterminer l'ordre de grandeur de l'écart de température qu'il nous faudra mesurer : il est d'environ 10° pour un régime moyen de la soufflerie. Or, la précision de la détermination de l'enthalpie est directement liée à celle de cet écart ; il faut donc placer dans la sonde un thermomètre très précis. En fait, le choix peut se porter :

- sur un thermocouple cuivre/constantan, dont la sensibilité théorique est de 50 $\mu V/°$, sa précision absolue étant de l'ordre du 1/2 degré ; pour améliorer précision et sensibilité, nous avions disposé 15 thermocouples de ce type en série : les soudures chaudes étaient disposées au point θ_2, autour du tube intermédiaire, et les soudures froides dans la section (2), et nous avons procédé à l'étalonnage de ce montage (les points froids, en (2), à température bien constante, les soudures chaudes dans un bain à température variable). La sensibilité ainsi obtenue était remarquable ; par contre,

cette disposition n'assurait aucune fidélité dans les mesures d'écart de température, sans que nous ayons pu expliquer pourquoi (peut-être est-ce dû à une isolation électrique difficile à assurer, même avec des fils gainés) ;

- sur une résistance platine. Cet appareil, très sensible, permet d'atteindre une précision dans les mesures supérieure au 1/10e de degré. Mais son encombrement est tel que nous n'avons pu l'envisager sur notre sonde ;

- sur une thermistance. C'est, également, un appareil de mesure des températures très sensible, et, au surplus, très peu encombrant (diamètre 1 mm, longueur 5 mm). On leur reproche, généralement, un manque de stabilité dans le temps. En fait, il existe maintenant des procédés de frittage qui les vieillissent artificiellement. On peut noter, par ailleurs, que si elles ne sont pas portées à de très hautes températures (supérieures à 100°C) leur contexture interne n'est pas modifiée, et que, utilisées dans ces conditions, la dérive que l'on pourra observer est très lente dans le temps.

Nous avons donc placé en θ_1 et θ_2 des thermistances, et nous nous sommes efforcés de déterminer au mieux, leurs coefficients de température.

3.3.1 - Etalonnages

a) Courbe des thermistances

La variation de la résistance d'une thermistance en fonction de la température, obéit à une loi dont l'expression est :

$$R = R_0 e^{-\frac{bT}{c}}$$

La détermination expérimentale de ces coefficients a été faite en plongeant la thermistance dans un bain d'huile lui-même contenu dans un vase de Dewar.

La régulation en température de ce bain de référence est assurée en permanence par le dispositif suivant :

- une résistance de platine (étalon de température) ;

- des tubes métalliques, solidaires d'un bain d'eau glacée situé à l'extérieur du Dewar, plongeant dans le bain d'huile ;

- une résistance chauffante : l'intensité qui la traverse est asservie électroniquement aux "ordres" donnés par le thermomètre à résistance platine ;

- un agitateur.

Le montage assure une excellente stabilité de température, de l'ordre de 1/100e de degré.

On a fait figurer, ci-joint, les courbes d'étalonnage (cf. fig. 37) des deux thermistances, établies à l'aide de ce dispositif.

On a pu observer, en reprenant cet étalonnage quelques mois plus tard, une dérive de 0,4° pour l'une des deux thermistances. Comme nous le verrons plus loin, ce phénomène a pu être suivi au cours du temps, puisqu'on effectue un point de contrôle avant chaque expérience.

b) Mesure du débit d'eau de refroidissement

Le rotamètre, qui était prévu pour la mesure du débit d'eau de refroidissement de la sonde, a été étalonné avec une capacité jaugée. Ayant disposé, à l'amont de celui-ci, un thermomètre précis, nous avons pu mettre en évidence l'influence du paramètre tem-

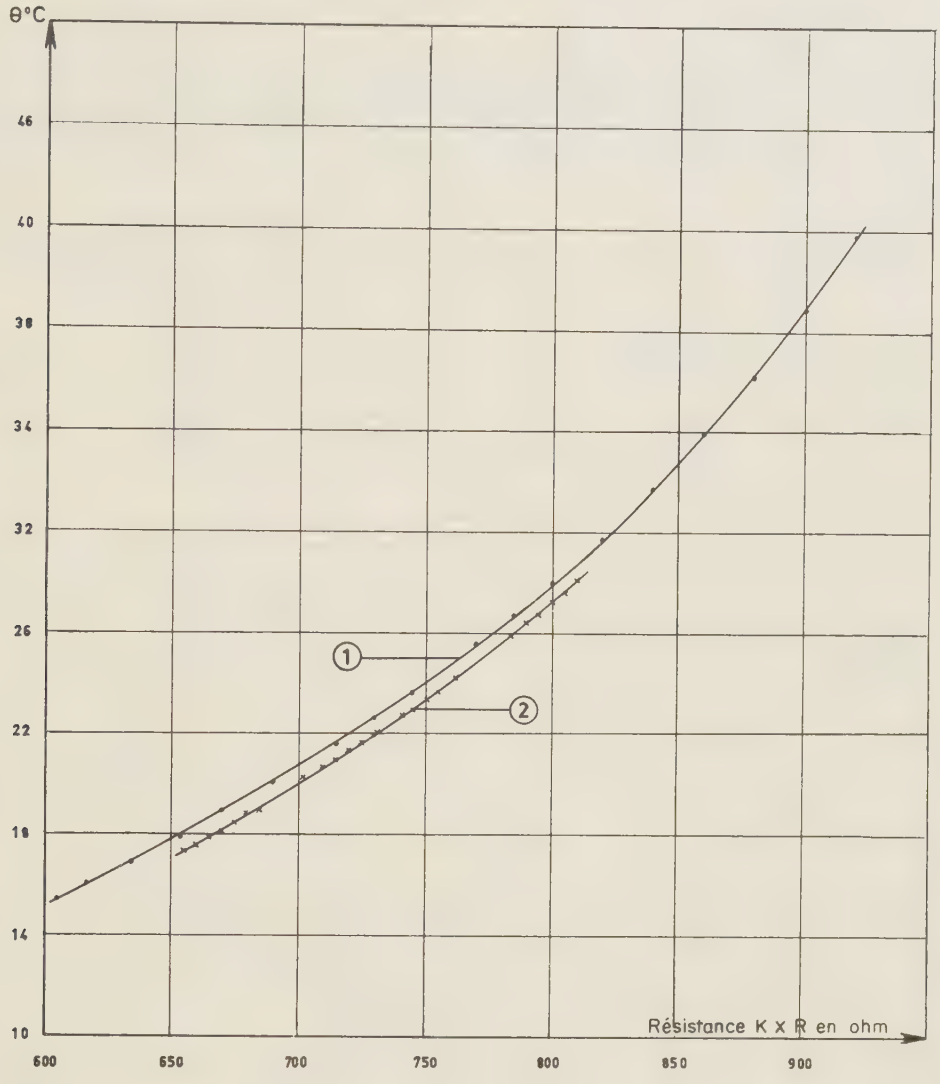


Figure 37 - Etalonnage des thermistances de la sonde à bilan enthalpique

pérature sur les indications de ce débitmètre : la variation est de l'ordre de 1 % par degré, aux environs de 20°C ; elle traduit simplement la variation de la viscosité de l'eau.

Pourtant, ayant constaté certaines instabilités dans les indications de cet appareil, nous avons conservé le dispositif adopté pour son étalonnage, lors des essais.

On n'utilise alors le rotamètre que pour s'assurer la constance du débit, le point de mesure étant fait par capacité jaugée.

c) Mesure du débit de gaz

L'étalonnage du col sonique assurant cette mesure a été fait suivant le processus décrit en annexe.

3.3.2 - Mode opératoire

La sonde est disposée dans l'axe de l'écoulement du jet. On procède à la vérification des thermistances, avant chaque essai, en établissant la circulation d'eau dans la sonde : l'eau et la sonde étant à température ambiante, les indications des deux appareils doivent correspondre à la même température. Si ce n'est pas le cas, on sait de combien il faudra faire glisser la courbe d'étalonnage pour faire les dépouillements. En général, l'écart constaté est négligeable.

En cours d'expérience, on opère en deux temps comme il a été indiqué plus haut, sans et avec aspiration de gaz, le débit d'eau étant maintenu bien constant.

3.3.3 - Les résultats obtenus

Le repérage des régimes se fait, comme pour les autres sondes, par les relevés permettant le dépouillement IBM.

Les paramètres de la sonde que nous avons fait varier sont :

- le débit d'eau de refroidissement ;
- le débit de gaz aspirés (c'est-à-dire la vitesse V, au niveau du prélèvement).

Dans le tableau suivant, nous donnons les éléments de calcul de quelques-uns des points de la courbe d'essais récapitulative (fig. 38).

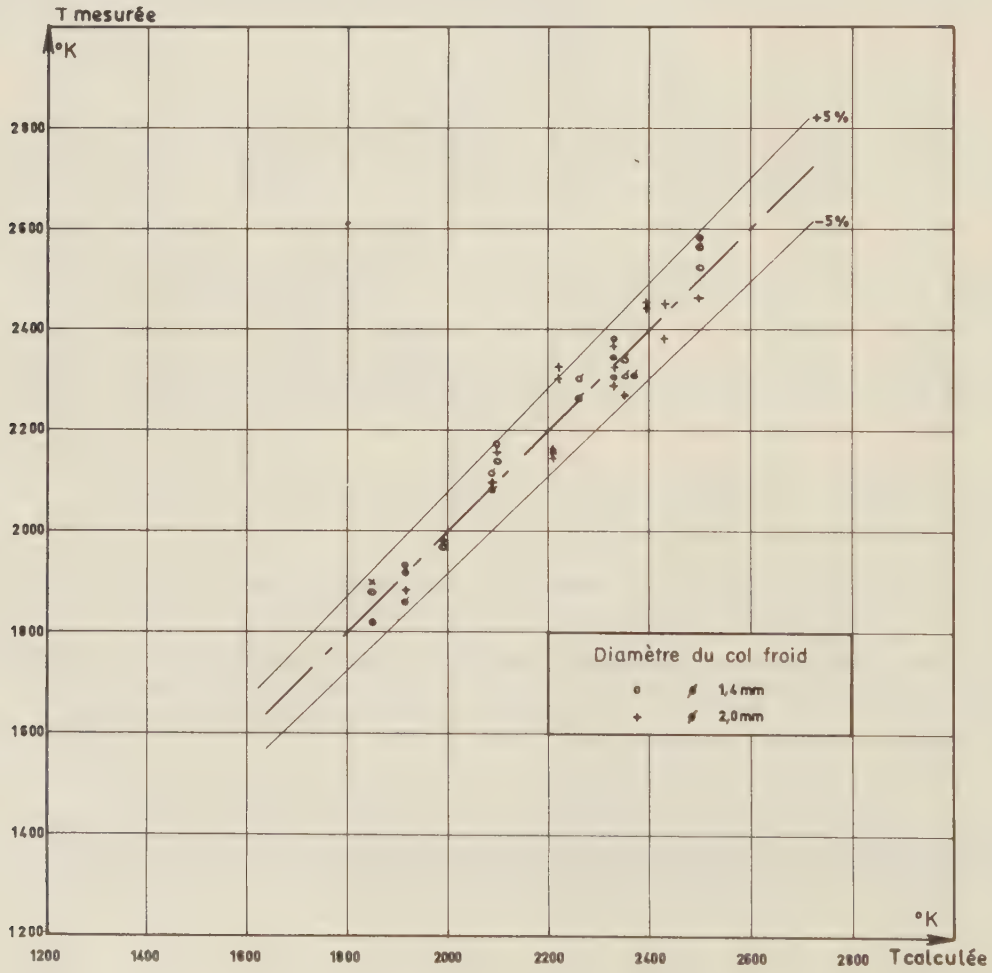


Figure 38 - Sonde à bilan enthalpique

Q_{mg} g/s	Q_{me} g/s	$\delta\theta$	$\delta\theta'$	$\Delta\theta$	T_2	T_1	$\frac{V_o^2}{2C_p}$	$T_{repère}$ IBM
0	10,3	8,1						
0,319	10,3	8,1	14,22	6,12	34,4	1930	~ 10	1920
0	10,3	7,87						
0,415	10,3	7,87	15,8	7,93	342	1924	~ 10	
0	13,5	6,16						
0,316	13,5	6,16	11,36	5,20	342	2118	~ 10	2090
0	13,5	6,10						
0,402	13,5	6,10	12,58	6,48	338	2082	~ 10	
0	10,3	9,64						
0,315	10,3	9,64	17,17	7,53	359	2339	~ 10	2350
0	10,3	9,20						
0,397	10,3	9,20	18,38	9,18	352	2267	~ 10	
0	13,5	7,85						
0,313	13,5	7,85	14,18	6,33	368	2564	~ 10	2500
0	13,5	8,17						
0,390	13,5	8,17	15,73	7,56	350	2453	~ 10	

T_2 et T_1 sont, dans ce calcul, les températures d'arrêt de l'écoulement dans les zones 2 et 1.

L'écart entre température d'arrêt et température statique est faible dans les deux cas ; en effet :

U_1, donnée par la carte de vitesse IBM, est de l'ordre de 120 m/s : on a donc, pour c_p = 520 SI

$$T_o = T_{o\ stat.} + \frac{V_o^2}{2C_p} \qquad \text{où} \qquad \frac{V_o^2}{2C_p} \text{ est, ici, voisin de } 10°$$

De même, on peut apprécier U_2 en prenant, comme valeur de p_2, celle mesurée à l'amont du col sonique de mesure des débits de gaz : on a :

$$p_2 \simeq 400 \text{ mm cHg}$$

d'où :

$$U_2 = \frac{(\rho U)_2}{\rho_N} \frac{P_2}{P_N} \frac{T_N}{T_2} \sim 20 \text{ m/s}$$

l'écart, $U_2^2/2_{cp}$, est donc inférieur à 1°.

- Précision de l'appareil

Nous avons :

$$\Delta T_o = \Delta T_2 + \left[\frac{\Delta Q_{me}}{Q_{me}} + \frac{\Delta(\Delta\theta)}{\Delta\theta} + \frac{\Delta Q_{mg}}{Q_{mg}} \right] \frac{Q_{me} \cdot \Delta\theta}{c_p Q_{mg}}$$

La température T_2 est déterminée à ± 5°.

Les débits de gaz et d'eau à ± 1 %.

Par contre, l'erreur sur la mesure des écarts de température de l'eau est grande malgré les précautions prises : de l'ordre de 0,2°

On a donc, finalement, pour un régime moyen à 2200° :

$$\frac{\Delta T_o}{T_n} \sim 5\ \%$$

Conclusion

Dans le cas particulier de son emploi sur le jet de la soufflerie, la sonde à bilan enthalpique a permis de faire des mesures absolues de température, sans qu'il soit nécessaire de faire des étalonnages préalables de l'appareil dans ses conditions de fonctionnement.

Il n'y a pas d'écarts systématiques entre les températures ainsi mesurées et celles calculées à partir de la méthode de dépouillement dont il a été question plus haut.

La corrélation de ces deux types de résultats tend donc à prouver qu'ils sont satisfaisants tous les deux. On peut donc en conclure que les erreurs systématiques dont on faisait état dans le chapitre "étude du jet" sont minimes, ou se compensent.

Rappelons que la méthode sur laquelle repose cette sonde n'est utilisable que si les conditions suivantes sont remplies :

- Equilibre thermodynamique de l'écoulement au niveau du prélèvement ;
- Ecoulement permanent ;
- Connaissance de la composition du gaz et des fonctions thermodynamiques qui lui sont liées.

4 - LE SPECTROPHOTOMÈTRE "MT4"

4.1 - Principe de la méthode du renversement de raies.

Avec le spectrophotomètre MT4, nous abordons les mesures de température par procédés optiques. Le principe de la méthode qui en est à l'origine date du début du siècle : Kurlbaum en 1902 et Ferry (1903) avaient déjà eu l'idée de mesurer la température d'une flamme de butane, qui est très peu colorée, en ajoutant à l'amont de celle ci du sel en fine granulométrie, dans l'air comburant : le passage de cette suspension dans la flamme a pour effet de la dissocier, chacun de ses composants acquérant, de ce fait, la température de celle-ci. On peut donc, ainsi, visualiser l'écoulement à une longueur d'onde bien déterminée, celle de l'atome de sodium excité. Ils étudiaient alors la flamme en y faisant des mesures avec un pyromètre à disparition de filament muni d'un filtre approprié (0,5890 μ).

Pour aller plus avant dans l'examen de cette méthode, il nous faut rappeler les lois de la pyrométrie sur laquelle elle est basée [24].

- La formule de Planck

Elle est à la base de toutes les relations de la pyrométrie : c'est l'expression, pour un corps noir, de sa luminance spectrale énergétique, relative à la longueur d'onde λ_i, et à la température T_i. Son expression est :

$$1_{\lambda_i T_i} = C_1 \lambda_i^5 [e^{C_2/\lambda_i T_i} - 1]^{-1}$$

où les constantes de Planck, C_1 et C_2 ont pour valeur :

$C_1 = 3,74 . 10^8$ W/m^2 si λ est exprimé en μ

$C_2 = 14384\ \mu . °K.$

Si on a affaire à un corps quelconque qui ne rayonne donc pas "parfaitement", l'expression de sa luminance, pour les mêmes conditions de longueur d'onde et de température, sera :

$$\varepsilon_{\lambda_i T_i}\ 1_{\lambda_i T_i}$$

où :

$\varepsilon_{\lambda_i T_i}$ est le coefficient d'émissivité

On a toujours $\varepsilon_{\lambda_i T_i} < 1$.

Si on introduit la notion de température de luminance T_B, la luminance du corps considéré s'écrit :

$$1_{\lambda_i T_B} = \varepsilon_{\lambda_i T_i}\ 1_{\lambda_i T_i}$$

où, nécessairement, $T_B < T_i$.

- La loi de Kirchoff

Cette loi est relative au coefficient $\varepsilon_{\lambda_i T_i}$ introduit précédemment ; elle s'énonce : "pour les corps en équilibre thermodynamique, et dont le rayonnement est de nature purement thermique, le coefficient d'émissivité est égal au coefficient d'absorption $\alpha_{\lambda_i T_i}$, à une longueur d'onde et une température données". Reprenons, maintenant, l'expérience de Kurlbaum et Ferry et imaginons que l'on observe, à la sortie d'un monochromateur, l'image, située dans le plan P, d'un filament de tungstène. On aura, sous les yeux, le spectre continu du métal chauffé à la température T. Dans le même plan P, on place une flamme chargée en vapeur de sodium. Au spectre continu du tungstène vont se superposer les raies du doublet du sodium : elles formeront deux traits brillants si la température de la flamme est supérieure à celle du métal, et deux traits sombres dans le cas contraire. Le nom de la méthode tient au fait que l'on peut, à volonté, rendre brillantes ou sombres ces raies en jouant sur la température du filament : l'équilibre se situe au moment où ces dernières disparaissent complètement sur le fond continu du métal ; cela revient à dire que l'on a équilibré les deux luminances :

- celle du filament de tungstène à la température de luminance T_W ;

- celle de la flamme, à la température de luminance T_f (et vraie T_F) à laquelle se superpose celle du filament vue à travers la flamme (donc soumise à l'absorption de la flamme).

Cet équilibre s'écrit :

$$1_{\lambda T_W} = 1_{\lambda T_f} + 1_{\lambda T_W} (1 - \alpha_{\lambda T_F})$$

où λ correspond à la longueur d'onde d'émission du sodium.

Cette équation s'écrit, plus simplement :

$$1_{\lambda T_f} = \alpha_{\lambda T_F} 1_{\lambda T_W}$$

Or, d'après la loi de Kirchoff :

$$\varepsilon_{\lambda T_F} = \alpha_{\lambda T_F}$$

Et d'après la loi de Planck :

$$1_{\lambda T_f} = \varepsilon_{\lambda T_F} 1_{\lambda T_F}$$

On a donc l'égalité :

$$1_{\lambda T_W} = 1_{\lambda T_F}$$

qui traduit l'égalité $T_F = T_W$: la température vraie de la flamme est égale à la température de luminance du filament de tungstène de référence.

Cette égalité est d'autant plus intéressante que si une température vraie est difficilement accessible à la mesure, il n'en est pas de même d'une température de luminance ; il est, en effet, très aisé de disposer d'une courbe d'étalonnage en température de luminance (fonction de l'intensité qui le traverse, par exemple) d'un filament de tungstène.

4.2 - Application de la méthode aux mesures instantanées ; le MT4

La méthode, telle qu'elle est décrite au paragraphe précédent, suppose que l'on a affaire à une flamme dont la température est très stable et où l'ensemencement en composés du sodium est très homogène : en effet, l'oeil ne permet pas de suivre une évolution rapide de luminance ; or, la méthode suppose qu'on égale deux luminances instantanément.

D'autre part, il faut que le corps de référence (le tungstène en général) ait une température de luminance adaptée aux besoins des mesures : cela reviendrait à dire que l'on ne pourrait pas appliquer cette méthode au-delà des limites imposées par le tungstène (2500°). Pour les dépasser, il faudrait pouvoir extrapoler.

Ce sont les raisons pour lesquelles il a fallu attendre l'apparition des photomultiplicateurs sur le marché pour que cette méthode reprenne un certain développement (vers 1930). Ces appareils, ont, en effet, la propriété d'avoir une réponse, en tension, directement proportionnelle à l'énergie lumineuse qui les excite. Par ailleurs, leur réponse est instantanée. Les montages qui en permettent l'utilisation pour les besoins de la méthode, sont simples : l'énergie lumineuse est fonction :

- de la luminance du corps émetteur ;
- de la surface de ce dernier et de l'angle solide sous lequel elle est vue.

On voit donc qu'il suffit d'adopter un montage optique approprié fixant les conditions géométriques pour pouvoir comparer les luminances en mesurant des énergies lumineuses.

Plusieurs types d'appareils ont été proposés. Nous n'en retiendrons que deux : celui de Gaydon, Angleterre [27], et celui de Moutet, (MT4), France [25] et [26]. Dans

les deux cas, nous supposons résolu le problème de l'ensemencement, c'est-à-dire qu'on considèrera que la flamme émet sur la longueur d'onde du sodium.

- Gaydon

Il suppose connu l'intervalle dans lequel la température à mesurer varie. Il règle en conséquence (au milieu de cet intervalle) la température de luminance de sa lampe à ruban de tungstène de référence. L'image de celle-ci est formée successivement par l'intermédiaire de lentilles, d'une part dans un plan (P), d'autre part, sur la fente d'entrée d'un monochromateur (l'axe de ce dernier est confondu avec l'axe optique). Un photomultiplicateur voit à travers la fente de sortie l'image dans le plan (P) du ruban de tungstène, seulement à la longueur d'onde correspondant à la raie maximale du doublet du sodium. Si rien ne vient obstruer le faisceau optique, le photomultiplicateur indiquera une tension V_i correspondant à T_W. Par contre, si la flamme est placée au niveau du plan (P), celle-ci modifiera l'énergie lumineuse reçue, et on pourra noter les tensions V_i correspondant aux températures de flamme T_{F_i}. La comparaison de V_i à V_1 donnera les indications suivantes :

$V_i = V_1$, on est au renversement et $T_{F_i} = T_W$

$V_i < V_1$, la flamme absorbe de l'énergie au ruban ; elle est dite "en absorption" par rapport au ruban et $T_{F_i} < T_W$

$V_i > V_1$, elle est "en émission" et $T_{F_i} > T_W$

Ceci se traduit par les équations suivantes :

$$V_1 = k\, 1_{\lambda T_W}$$

$$V_i = k(1_{\lambda T_W} + 1_{\lambda T_{f_i}} - \alpha_{\lambda T_F} 1_{\lambda T_W})$$

soit :

$$1_{\lambda T_{f_i}} = \varepsilon_{\lambda T_F} 1_{\lambda T_F} = 1_{\lambda T_W} \left(\frac{V_i}{V_1} + \alpha_{\lambda T_F} - 1\right)$$

ou :

$$1_{\lambda T_F} = 1_{\lambda T_W} \left(\frac{V_i}{V_1} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\lambda T_F}} + 1 - \frac{1}{\varepsilon_{\lambda T_F}}\right)$$

On voit bien que cette équation n'a de solution que si : $V_i/V_1 = 1$, ou $\varepsilon_{\lambda T_F}$ est connu, ce qui est rarement le cas.

Pour lever cette indétermination, Gaydon a prévu non pas un appareil de ce type, mais deux, dont les axes optiques, distincts (en général ils sont normaux) sont placés normalement à l'axe de l'écoulement. Chacun est réglé à une température de luminance de référence distincte. Il encadre, ainsi, les fluctuations de la flamme et peut prévoir, sans précision, les températures correspondantes par extrapolation. Cette détermination n'est pas rigoureuse puisqu'on ignore la loi de variation de $\varepsilon_{\lambda T_F}$, donc de T_F entre les deux points de référence.

Cet appareil est incomplet. Néanmoins, il permet d'encadrer un domaine de fluctuations de température.

- Moutet : le MT4

A. Moutet est parti du principe que l'extrapolation, dont il a été question précédemment, était nécessaire, et qu'elle devenait possible de façon rigoureuse si on pouvait

mesurer le coefficient d'absorption (ou d'émission) de la flamme. Pour ce faire, il faut ajouter une équation (ou une mesure) tenant compte de la flamme seule. Avant lui, des chercheurs avaient tenté de résoudre le problème en hachant le signal optique émis par la lampe de référence : ce procédé revenait à enregistrer successivement :

- la lampe étant découverte, un signal proportionnel à l'émission de la lampe vue à travers la flamme ;

- la lampe étant cachée, une tension fonction de l'émission de la flamme seule.

Le problème semble ainsi résolu. En fait, cela suppose que la flamme ait une émission très constante : une variation de $\varepsilon_{\lambda T}$ dans la période du système d'obstruction fausse complètement la mesure.

A. Moutet a donc imaginé de couper son faisceau optique en deux, de façon à pouvoir enregistrer simultanément les deux signaux précédents. La zone de mesure, située dans le plan (P) de la flamme, est prise aussi petite que possible, de façon à ce que l'on puisse considérer, dans l'espace (et non dans le temps), la flamme comme homogène dans le volume qu'elle définit.

Il y aura donc deux récepteurs dont il faut réaliser l'égalité des conditions de réception des signaux optiques. Cette mise au point se fait de façon globale : imaginons que tous les deux donnent le même signal s'ils sont éclairés par une même lampe ; cela peut vouloir dire soit que les surfaces et angles solides d'émission sont les mêmes, soit que leur gain (leur tension d'excitation) est réglé en conséquence (quelle que soit la géométrie du faisceau, pourvu qu'ils "voient" la lampe tous les deux). C'est sur ce principe qu'est basé le réglage du MT4 : il se fait en deux temps, "à froid" :

1/ On éclaire avec la même lampe de référence les deux récepteurs en s'efforçant de réaliser l'égalité des angles solides sous lesquels ils la voient. On corrige alors le gain pour parfaire l'égalité des signaux qu'ils émettent : soit y_1 ce signal ;

2/ On relève alors un couteau, destiné à partager le faisceau optique en deux (donc l'image, dans le plan P, du filament de référence) de façon à ce que l'un des photomultiplicateurs "A" ne voie plus la lampe, l'autre "B" continuant à être éclairé dans les mêmes conditions qu'en 1 : son signal est donc inchangé (il reste y_1).

Si, dans le plan P, on place la flamme après avoir opéré ce réglage, le photomultiplicateur "A" ne verra que la flamme et émettra un signal y proportionnel à la luminance de celle-ci, alors que le "B" verra la lampe à travers la flamme : soit y_2 sa réponse à l'énergie lumineuse correspondante.

Cette étude peut se résumer dans la mise en équation suivante :

- à froid :

$$\text{"A" et "B"} \longrightarrow y_1 = k\, 1_{\lambda T_w} \tag{1}$$

- à chaud :

$$\text{"B"} \longrightarrow y_2 = k[1_{\lambda T_f} + 1_{\lambda T_w}(1 - \alpha_{\lambda T_F})] \tag{2}$$

$$\text{"A"} \longrightarrow y_3 = k[1_{\lambda T_f}] \tag{3}$$

où k, facteur constant, tient compte de la définition géométrique des faisceaux optiques et du gain des photomultiplicateurs ; k est bien le même pour les trois signaux du fait du réglage 1.

L'équation (3) peut encore s'écrire :

$$y_3 = k[\varepsilon_{\lambda T_F}\ 1_{\lambda T_F}] \qquad \text{où : } \varepsilon_{\lambda T_F} = \alpha_{\lambda T_F} \text{(Kirchoff)}$$

La solution de ce sytème est de la forme :

$$1_{\lambda T_F} = \tau\ 1_{\lambda T_W}$$

où :

$$\tau = \frac{1_{\lambda T_F}}{1_{\lambda T_W}} = \frac{1_{\lambda T_f}}{\varepsilon_{\lambda T_f}\ 1_{\lambda T_W}} = \frac{y_3}{y_1 - y_2 + y_3}$$

τ est un facteur dont la détermination est expérimentale.

La température de la flamme, T_F est donc une fonction de τ et T_W.

On a :

$$\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_F}} - 1\right)^{-1} = \tau\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_W}} - 1\right)^{-1}$$

Comme les mesures sont faites dans le visible et que les températures sont inférieures à 5000°, on peut faire l'approximation de Wien, c'est-à-dire :

$$\frac{C_2}{\lambda T_F} > 10 \ ; \qquad \text{alors,} \quad e^{\frac{c_2}{\lambda T_F}} \gg 1$$

on a alors :

$$T_F = \frac{T_W}{1 - \frac{\lambda T_W}{C_2} \log \tau}$$

4.3 - Dispositif expérimental

4.3.1 - L'appareil MT4

Sur le même banc optique, sont disposés les appareils suivants :

- un émetteur :

C'est une lampe à ruban de tungstène. Une lentille convergente fait l'image du ruban sur le dispositif à couteau dont le rôle est, on l'a vu, de partager le faisceau lumineux en deux. Une seconde lentille forme l'image de cet objet virtuel dans le plan (P) où la mesure de la température de flamme doit se faire.

Une troisième lentille fait converger l'image de (P) sur la fente d'entrée du spectrophotomètre ;

- un spectrophotomètre :

Il est constitué d'un prisme Pellin Broca travaillant en faisceaux parallèles. On le règle, à l'aide d'une lampe à vapeur de sodium, sur la raie à 0,5890 μ. A l'arrière de sa fente de sortie, l'image de la fente d'entrée est renvoyée, par l'intermédiaire de deux

prismes à 45° à face argentée, sur les deux photomultiplicateurs de mesure : ils sont situés sur le même plan vertical que la fente de sortie, de part et d'autre de l'axe optique. Les photomultiplicateurs sont alimentés par une tension stabilisée de l'ordre de 1000 V. Les signaux qu'ils émettent sont recueillis et mesurés par un oscillographe à doubles canaux, chacun étant solidaire d'un amplificateur à gain réglable : c'est ce réglage que nous avons utilisé pour réaliser l'égalité des énergies lumineuses comme cela a été défini plus haut.

4.3.2 - L'ensemencement du jet

Le choix du sodium pour la visualisation de l'écoulement est dû aux considérations suivantes :

- il rayonne à faible température, son potentiel d'ionisation étant peu élevé ;

- la séparation des deux longueurs d'onde de son doublet (5 Å d'écart) constitue un test de bon réglage du système optique du monochromateur ;

- il est à la base de nombreux composés minéraux ou solutions aqueuses.

Il n'existe pas de méthodes générales pour effectuer cet ensemencement ; suivant les cas, on mélange le produit à base de sodium au carburant ou au comburant ; ou bien on réalise une sonde chargée de matérialiser seulement un mince tube de courant. Nous avons opté pour cette seconde solution qui permet la mesure quasi-ponctuelle des températures. De plus, on injecte dans le jet non pas un composé, mais du sodium pur ; en effet, on a voulu limiter le plus possible l'énergie prélevée à l'écoulement pour que la semence atteigne la température de celui-ci. On évite ainsi d'une part la vaporisation de la solution et, d'autre part la dissociation moléculaire du composé.

Le dispositif d'injection mis au point se compose donc (fig. 39) :

- d'une presse à sodium solide ; ce métal, contenu dans un cylindre, est comprimé par un piston actionné par un moteur suivi d'une forte démultiplication ;

- d'une sonde d'injection ; le sodium sort du cylindre sous la forme d'un fil que l'on canalise dans le tube de la sonde.

On a placé, à cet endroit, une résistance chauffante chargée de liquéfier le sodium pour faciliter son écoulement dans l'injecteur. Celui-ci passe ensuite par le conduit d'évacuation de la soufflerie : dans ce parcours, le sodium continue à s'échauffer (8 à 900°). Enfin la sonde pénètre dans le jet : elle est terminée, à cet endroit, par un tube en tantale ayant la forme d'un col de cygne de façon à éviter la diffusion des vapeurs de sodium dans son sillage.

La mise en température de la semence s'est donc faite de façon progressive : quand elle arrive dans l'axe du jet, elle est déjà à la température de la sonde, c'est-à-dire de 1500 à 1800°.

Si l'on admet que la répartition des températures est la même que celle des concentrations, on peut prévoir l'écart de température entre le sodium et l'argon en faisant le bilan énergétique sur le tube de courant ensemencé. Le diamètre de ce dernier est d'environ 4 mm au niveau de la mesure (qui se fait à 15 mm de l'injecteur).

Prenons le cas défavorable d'un régime à $T_o = 2500°$. Si le débit d'argon total est de 8 g, dans le tube de courant considéré on aura :

$$q_a = 8 \cdot \left(\frac{4}{20}\right)^2 = 0,32 \text{ g/s}$$

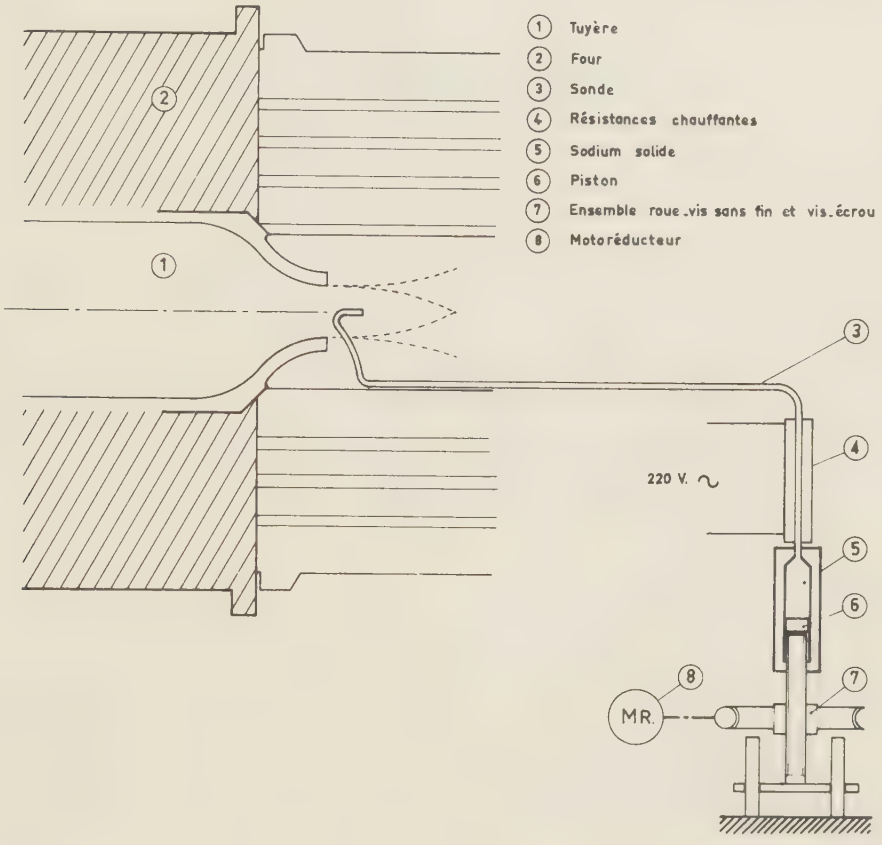


Figure 39 - Schéma de principe de l'injecteur de sodium

L'injecteur de sodium assure un débit $q_{Na} = 0,5.10^{-3}$ g/s de sodium qui sort de la sonde à la température $T_i \sim 1700°$. Soit T la température finale du mélange, on a :

$$q_a(T_o - T) = q_{N_a}(T - T_i)$$

soit :

$$T = \frac{q_a T_o + q_{Na} T_i}{q_a + q_{Na}}$$

ou :

$$T = T_o + \frac{T_i - T_o}{1 + \frac{q_a}{q_{Na}}}$$

Le terme correctif est ici :

$$\frac{T_i - T_o}{1 + \frac{q_a}{q_{Na}}} \sim - \frac{800}{\frac{0,32}{0,5 . 10^{-3}}} \sim - 1,3°$$

Cet écart, négligeable, ne peut introduire d'erreur dans la mesure envisagée.

4.3.3 - Protections

Le sodium diffuse dans toute l'installation : non seulement il se dépose sur les hublots, mais il forme avec le tungstène de la tuyère un tungstate de sodium qui la détériore notablement. Si nous n'avons pu que constater ce dernier point, il a fallu, par contre, trouver un remède à l'obscurcissement des hublots qui risquait de fausser complètement les mesures optiques par MT4 ; pour ce faire, on a disposé plusieurs tubes accolés contre la face de quartz du hublot : ils assurent sur celui-ci un léger débit d'argon qui empêche le sodium de se déposer ; on a pu constater l'efficacité de ce dispositif en notant que l'énergie lumineuse de référence (notée y_1 plus haut) était toujours la même au début et en fin d'expérience.

4.4 - Les expériences. Résultats obtenus

4.4.1 - Etalonnage de la lampe à ruban de tungstène

La lampe de référence du MT4 est alimentée par un courant continu très stable ; on a établi sa courbe de température de luminance en fonction de l'intensité électrique qui la traverse. Pour ce faire, on vise, avec le micropyromètre à disparition de filament, l'image, dans le plan (P), du ruban de référence ; le rayon lumineux sur lequel on travaille est donc en tout point semblable (compte tenu de l'absorption des lentilles et du hublot) à ce qu'il sera au cours de l'expérience proprement dite.

Cette mesure de luminance se fait à la longueur d'onde de 0,650 μ. Or il nous faut connaître T_w correspondant à la luminance du tungstène sur la longueur d'onde du sodium, à 0,5890 μ.

Si T_R est la température de luminance du tungstène à $\lambda_R = 0,650\,\mu$

T_w est la température de luminance du tungstène à $\lambda_{Na} = 0,589\,\mu$

T est la température vraie du ruban.

On a :

$$1_{\lambda_R T_R} = \varepsilon_{\lambda_R} 1_{\lambda_R T} \qquad (1)$$

et :

$$1_{\lambda_{Na} T_w} = \varepsilon_{\lambda_{Na}} 1_{\lambda_{Na} T} \qquad (2)$$

La marche pour effectuer cette correction, est donc la suivante :

- connaissant ε_{λ_R} correspondant à la température T, on calcule T d'après la mesure T_R : (1) ;

- de T, on déduit T_{Na} à partir de l'équation (2).

Dans le tableau suivant, on trouvera les valeurs de T_w et T_R correspondant à différentes températures vraies, T, du ruban de tungstène. Les valeurs numériques des émissivités monochromatiques de ce métal sont tirées de l'étude faite par J.C. de Vos [28]

T	$\varepsilon_{\lambda_R T}$	$\varepsilon_{\lambda_{Na} T}$	T_R	T_w
1600	0,4490	0,4570	1512	1522
1700	0,4475	0,4550	1601	1612
1800	0,4460	0,4530	1689	1701
1900	0,4440	0,4515	1776	1789
2000	0,4420	0,4500	1863	1877
2100	0,4400	0,4480	1948	1964
2200	0,4380	0,4460	2033	2051
2300	0,4360	0,4445	2117	2137
2400	0,4340	0,4430	2201	2222
2500	0,4325	0,4410	2284	2306

La courbe d'étalonnage de la lampe tient compte de cette correction.

4.4.2 - Les réglages

L'axe optique du MT4 est perpendiculaire à celui de l'écoulement, tous deux étant situés dans le même plan horizontal.

La position du plan (P) défini plus haut est donc la suivante :

L'image du ruban est de part et d'autre du point de rencontre des deux axes. Quand on effectue la coupure du faisceau, l'image de l'arête du couteau correspond avec l'axe de l'écoulement, et est située, suivant ce dernier, à 20 mm de l'extrémité de l'injecteur du sodium.

On règle le monochromateur, avec une lampe à vapeur de sodium, sur la raie à 0,5890 μ.

L'égalité des énergies lumineuses reçues par les photomultiplicateurs se fait sur la luminance de la lampe à ruban de W correspondant à la température qu'elle gardera pendant tout l'essai.

4.4.3 - Les résultats

On a reporté, sur la fig. 40, les résultats obtenus avec le MT4 en fonction de la température repérée.

Examinons, sur les valeurs données ci-dessous, le processus de dépouillement des essais.

Au préalable, nous avons établi, sur calculateur CAB 500, l'abaque, dont un extrait figure sur le tableau ci-après, donnant la température de flamme T_F pour une température de luminance de ruban, T_w, affichée, et de τ mesuré, d'après l'équation :

$$T_F = \frac{T_w}{1 + \frac{\lambda T_w}{C_2} \text{Log } \tau}$$

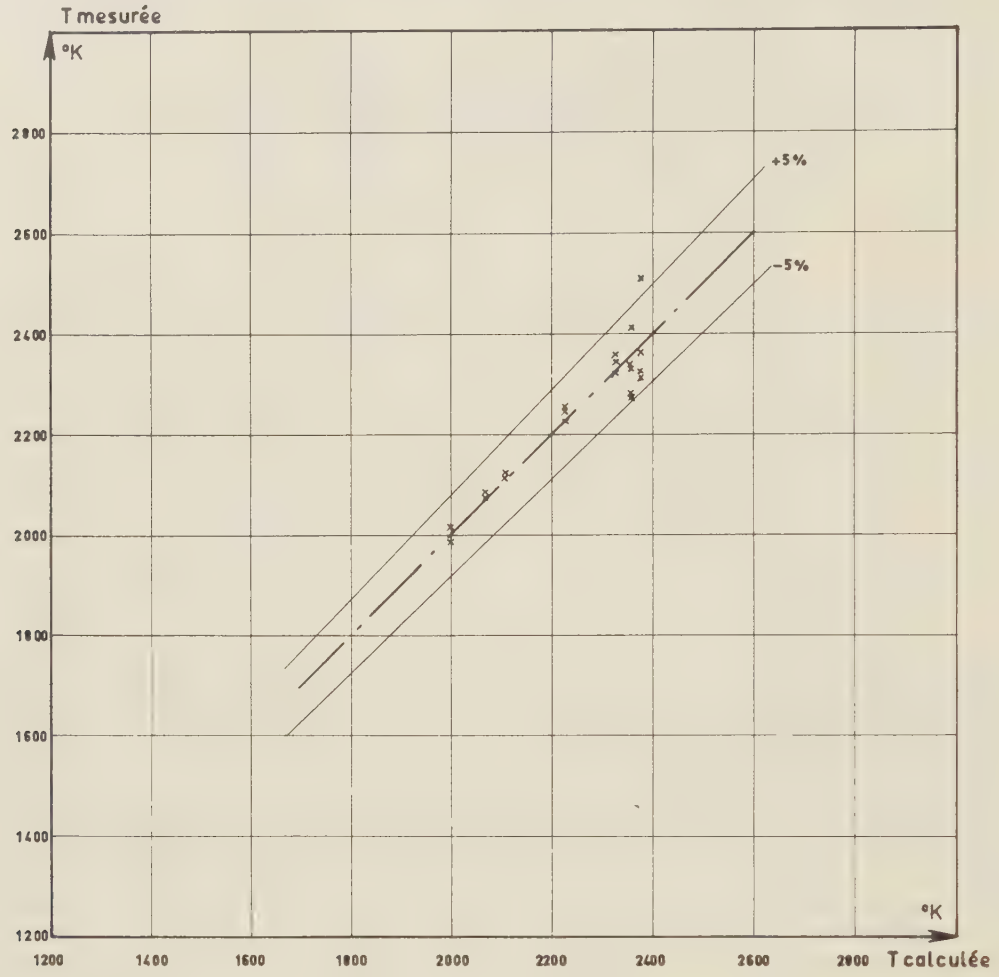


Figure 40 - Pyromètre MT 4

T_w	y_1	y_2	y_3	τ	T_p	T repère
2200	28,5	23	2,5	0,31	1985	2000
2200	28,5	25	6,5	0,65	2120	2110
2200	28,5	30,5	13,8	1,17	2225	2230
2200	28,5	32	14,7	1,3	2250	
2200	28,5	37	19,5	1,8	2323	2330
2200	28,5	37	16,2	2,1	2355	
2200	28,5	37,5	14,5	2,65	2410	2360

Conclusion

La précision des résultats obtenus avec le MT4 est bonne, et nous n'avons mis en évidence aucun écart systématique par rapport à la méthode de référence (dépouillement IBM).

Abaque de dépouillement MT4

T_w	τ	T_F	T_w	τ	T_F	T_w	τ	T_F	T_w	τ	T_F
2200	0,10	1822	2250	0,10	1856	2300	0,10	1890	2350	0,10	1924
	0,15	1879		0,15	1915		0,15	1951		0,15	1987
	0,20	1921		0,20	1959		0,20	1997		0,20	2035
	0,25	1956		0,25	1995		0,25	2034		0,25	2073
	0,30	1985		0,30	2025		0,30	2066		0,30	2106
	0,35	2010		0,35	2052		0,35	2093		0,35	2134
	0,40	2032		0,40	2075		0,40	2117		0,40	2160
	0,45	2052		0,45	2096		0,45	2139		0,45	2182
	0,50	2071		0,50	2115		0,50	2159		0,50	2203
	0,55	2088		0,55	2133		0,55	2177		0,55	2222
	0,60	2103		0,60	2149		0,60	2194		0,60	2240
	0,65	2118		0,65	2164		0,65	2210		0,65	2256
	0,70	2131		0,70	2178		0,70	2225		0,70	2272
	0,75	2144		0,75	2192		0,75	2239		0,75	2287
	0,80	2157		0,80	2205		0,80	2253		0,80	2301
	0,85	2168		0,85	2217		0,85	2265		0,85	2314
	0,90	2179		0,90	2228		0,90	2277		0,90	2326
	0,95	2190		0,95	2239		0,95	2289		0,95	2338
	1,00	2200		1,00	2250		1,00	2300		1,00	2350
	1,10	2219		1,10	2270		1,10	2321		1,10	2372
	1,20	2237		1,20	2288		1,20	2340		1,20	2392
	1,30	2253		1,30	2306		1,30	2358		1,30	2411
	1,40	2269		1,40	2322		1,40	2375		1,40	2429
	1,50	2283		1,50	2337		1,50	2391		1,50	2445
	1,60	2297		1,60	2352		1,60	2407		1,60	2461
	1,70	2310		1,70	2366		1,70	2421		1,70	2476
	1,80	2323		1,80	2379		1,80	2435		1,80	2491
	1,90	2335		1,90	2391		1,90	2448		1,90	2505
	2,00	2347		2,00	2404		2,00	2461		2,00	2518
	2,25	2373		2,25	2432		2,25	2490		2,25	2549
	2,50	2398		2,50	2458		2,50	2517		2,50	2577
	2,75	2421		2,75	2481		2,75	2542		2,75	2604
	3,00	2442		3,00	2503		3,00	2566		3,00	2628
	3,25	2461		3,25	2524		3,25	2587		3,25	2651
	3,50	2480		3,50	2544		3,50	2608		3,50	2672
	3,75	2497		3,75	2562		3,75	2627		3,75	2693
	4,00	2514		4,00	2580		4,00	2645		4,00	2712
	4,25	2530		4,25	2596		4,25	2663		4,25	2730
	4,50	2545		4,50	2612		4,50	2680		4,50	2748
	4,75	2559		4,75	2627		4,75	2696		4,75	2765
	5,00	2573		5,00	2642		5,00	2711		5,00	2781
	5,25	2586		5,25	2656		5,25	2726		5,25	2796
	5,50	2599		5,50	2669		5,50	2740		5,50	2811
	5,75	2612		5,75	2682		5,75	2754		5,75	2826
	6,00	2624		6,00	2695		6,00	2767		6,00	2840
	6,25	2635		6,25	2707		6,25	2780		6,25	2853
	6,50	2646		6,50	2719		6,50	2792		6,50	2866
	6,75	2657		6,75	2731		6,75	2805		6,75	2879
	7,00	2668		7,00	2742		7,00	2816		7,00	2892
	7,25	2678		7,25	2753		7,25	2828		7,25	2904
	7,50	2688		7,50	2763		7,50	2839		7,50	2915
	7,75	2698		7,75	2773		7,75	2850		7,75	2927
	8,00	2707		8,00	2783		8,00	2860		8,00	2938
	8,25	2717		8,25	2793		8,25	2871		8,25	2949
	8,50	2726		8,50	2803		8,50	2881		8,50	2960
	8,75	2734		8,75	2812		8,75	2891		8,75	2970
	9,00	2743		9,00	2821		9,00	2900		9,00	2980
	9,25	2752		9,25	2830		9,25	2910		9,25	2990
	9,50	2760		9,50	2839		9,50	2919		9,50	3000
	9,75	2768		9,75	2848		9,75	2928		9,75	3010
	10,00	2776		10,00	2856		10,00	2937		10,00	3019

La mise en oeuvre de l'appareil est délicate ; mais le principe sur lequel il est basé n'est pas contestable : il permet donc de faire des mesures absolues de températures statiques d'écoulement à haute enthalpie.

Notons toutefois que la précision de la mesure est liée à la qualité de l'homogénéité de la flamme. C'est ainsi qu'au cours de certains essais, nous avons relevé des erreurs de l'ordre de 5 % : cet écart provient, sans doute, du mode d'ensemencement utilisé ; il faut en effet que la zone de la flamme où s'effectue la mesure soit très homogène en vapeur de sodium ; or, le tube de courant coloré est petit, son diamètre étant à peine supérieur à celui, vu du monochromateur, de l'image du ruban de tungstène de référence, dans le même plan (P) ; il a pu y avoir une légère dissymétrie engendrée par une oscillation momentanée du tube de courant.

Conclusion générale

La réalisation et les essais des sondes que nous avons étudiées ont nécessité la conception d'un écoulement de référence stable et de caractéristiques connues. C'est la raison pour laquelle, dans un premier temps, nous avons réalisé une soufflerie permettant de satisfaire cette condition. Nous présenterons donc séparément les conclusions ayant trait aux deux aspects de cette étude.

- La soufflerie

Sa mise au point a été longue, de grosses difficultés technologiques ayant dû être surmontées ; les auxiliaires nécessaires à sa bonne marche ont été ajoutés au fur et à mesure que leur mise en place s'est avérée nécessaire. L'étude de la tranquillisation a abouti à une définition d'écoulement (un jet) dont les caractéristiques peuvent être considérées comme uniformes dans sa section de mesures. L'isolation thermique prévue pour la tuyère de tranquillisation (écrans de rayonnement) lui donne une faible inertie thermique : il faut un quart d'heure de préchauffage pour atteindre l'équilibre du régime que l'on s'est fixé. L'adoption de cols soniques comme régulateur de son alimentation en argon et de machines tournantes à courant continu, tout en permettant d'effectuer tous les réglages fins souhaitables, lui assure une grande stabilité des régimes choisis : on peut les maintenir aussi longtemps que la manipulation entreprise l'exige.

La méthode de dépouillement, basée sur la loi de Crocco, permet la détermination des caractéristiques du jet, grâce à l'emploi d'un calculateur électronique, à partir de mesures simples : le débit masse global d'argon, la température de paroi et la carte des pressions dynamiques. Deux méthodes absolues (bilan enthalpique et spectrophotométrie) ont permis de vérifier les résultats de ce calcul : aucune erreur systématique n'a pu être mise en évidence. Les grandes précautions mises en oeuvre pour diminuer, sinon éliminer, les causes d'erreurs aléatoires font que la précision de la connaissance des caractéristiques du jet chaud est de l'ordre de ± 2 %.

On peut donc considérer cette soufflerie comme un étalon secondaire pour l'étude des écoulements à grande enthalpie.

- Les sondes de mesure

Cette étude a permis de faire un classement des appareils de mesure utilisables dans les gaz très chauds ; deux critères ont été retenus comme étant les plus importants : la possibilité de faire des mesures absolues et le temps de réponse.

Nous pouvons citer, dans l'ordre :

- spectrophotométrie : mesures à la fois absolues et instantanées, mais de mise en oeuvre très délicate et nécessitant un système d'ensemencement au sodium ;

- sonde à bilan enthalpique. Appareil absolu ; temps de réponse : environ 10 secondes. La bonne connaissance des fonctions thermodynamiques du gaz est indis-

pensable ; leur calcul est, en général, accessible.

L'utilisation de cet appareil nécessite des mesures de températures du fluide échangeur très fines qui conditionnent la précision globale ;

- sonde à cols soniques. Mesures fines et quasi instantanées (de l'ordre de 1 seconde) dont la précision dépend de l'étalonnage de l'aire effective de son col d'aspiration, qui est pratiquement indépendante du gaz où l'appareil est plongé ;

- pyromètre à aspiration. Utilisable comme appareil absolu et à faible temps de réponse jusqu'à 1500°. Si l'on veut utiliser la méthode d'extrapolation au-delà de cette température, il faut effectuer plusieurs points de mesure pour un régime donné ; son indication n'est alors qu'approximative ;

- autres appareils : nous pouvons énumérer les deux appareils cités dans le texte, qui ont le mérite d'avoir un temps de réponse très faible : le pyromètre de Matton et Fouré et la sonde pneumatique de S. Förster. Ils nécessitent, tous les deux, un étalonage préalable.

Bibliographie

[1] L.D. LANDAU, E.M. LIFSHITZ - *Fluid Mechanics*. Pergamon Press.

[2] Ed. A. BRUN, A. MARTINOT-LAGARDE, J. MATHIEU - *Mécanique des Fluides*. Dunod.

[3] HILSENRATH - *Tables of Thermodynamic and transport properties of Air, Argon, Carbon dioxyde, Carbon monoxyde*. Pergamon Press.

[4] P. PASCAL - *Nouveau traité de chimie minérale*. Masson et Cie.

[5] SCHLICHTING - *Boundary Layer Theory*. Pergamon Press.

[6] T. LAND, R. BARBER - The design of suction pyrometers. *Trans. of the Society of Instruments technology*, vol. 6, n° 3, sept. 1954.

[7] T. LAND, R. BARBER - Suction pyrometers in theory and practice. *Journal of Iron and Steel Institute*, nov. 1956.

[8] A.I. DAHL, E.F. FIOCK - Shielded thermocouples for gas turbines. *Transactions of the ASME*, fév. 1949.

[9] C. FOURÉ - Sondes refroidies à aspiration sonique pour la mesure des températures jusqu'à 2000°C. *Recherche Aéronautique*, n° 50, 1956.

[10] G. MATTON, C. FOURÉ - Thermoelectric probes for measuring high Temperatures in Gas stream : Their application to the study of Flame stabilized by obstables. *Sixth Symposium International Combustion*, New Haven, Connecticut, 1956.

[11] R.E. BEDFORD - Reference Tables for Platinum 40 % Rhodium/Platinum 20 % Rhodium Thermocouples. *The Review of Scientific Instruments*, vol 36, n° 11, nov. 1965.

[12] J.C. LACHMAN - Stability of rhenium - wolfram thermocouples. *I.S.A Journal*, mars 1960.

[13] J.C. LACHMAN - Refractory metals thermocouples *ASME*, Paper n° 59 HT, 21 juin 1960.

[14] J.C. LACHMAN, J.A. Mc. GURTY - Thermocouples for 5000°f using Rhenium Alloys. *Publication "General Electric"*, 4 mai 1960.

[15] Mac ADAMS - *Transmission de la chaleur*. Dunod.

[16] P.L. BLACKSHEAR - NACA sonic flow orifice temperature probe in high gas temperature measurement. *Trans. of the ASME*, janv. 1953.

[17] P.L. BLACKSHEAR - *Sonic flow orifice Temperature probe for high gas temperature measurements*. NACA, Technical Note 2167, 1950.

[18] F.S. SIMMONS, G.E. GLAWE - *Theory and design of a pneumatic Temperature probe and experimental Results obtained in a High Temperature gas Stream*, NACA, Technical Note, 3893, 1957.

[19] F.S. SIMMONS - *Analytic Determination of the discharge coefficients of Flow Nozzles*. NACA, Technical Note, 3447, 1955.

[20] A. KANTROWITZ, P.W. HUBER - *Heat capacity Lag in turbine Working Fluids*. NACA, Wartime Report RB 14 E 29, 1944.

[21] P. BRIEZ - *Sonde pneumatique à aspiration sonique, type NACA pour mesure de températures d'écoulements gazeux supérieures à 1200°C*. SNECMA, rapport 2-16-YBL.

[22] C. FÖRSTER - *Sonde pneumatique de mesure de température*. Thèse, Aachen, 1962 (traduction CREC).

[23] J. GREY, P.F. JACOB, M.P. SHERMAN - Calorimetric Probe for the Measurement of Extremely High Temperature. *The Review of Scientific Instruments*, Vol. 33, n° 7, juillet 1962.

[24] G. RIBAUD - Traité de pyrométrie optique. *Revue d'optique théorique et expérimentale*, 1931.

[25] A. MOUTET - Mesure instantanée des températures de flammes. *Publication ONERA*, n° 88, 1957.

[26] A. MOUTET, C. VÉRET, L. NADAUD - Méthode optique de mesure instantanée de la température des flammes. *La Recherche Aéronautique*, n° 68, févr. 1959.

[27] A.G. GAYDON, H.G. WOLFHARD - *Flames, their structure, radiation and temperature*. Chapmann Hall, 1953.

[28] De VOS - A new determination of the emissivity of tungsten Ribbon. *Physica*, T. XX, n° 10, 1954.

[29] L. NADAUD, M. GICQUEL - *Mesure optique des températures élevées*. Meeting AGARD on the High Temperature aspects of hypersonic flows.

[30] OLSEN - Properties of an argon plasma. *The Physics of Fluids*, vol. 2, n° 3, 1959.

[31] L. LEPRINCE-RINGUET - Cours de Physique à l'Ecole Polytechnique, partie E.

[32] W.J. MOORE - *Chimie Physique*. Dunod.

[33] M. DOSTATNI - Propriétés physiques, thermodynamiques et de transfert des mélanges gazeux. Rapport *CREC*, TTEN 2-63-8A.

Annexe n° 1

Étude du rendement de la torche à plasma

Chronologiquement, c'est la torche à plasma qui fut conçue et réalisée la première. Prévue pour être l'élément moteur de l'installation, elle a nécessité la mise au point d'une méthode d'emploi prévenant toute défection (une fuite d'eau, due à la perforation de l'anode par l'arc, ferait éclater la tuyère en tungstène portée à 3000°). D'autre part, les dimensions du reste de l'installation étaient fonction de ses possibilités énergétiques. Ceci nous a amenés à procéder à des essais systématiques : conditions d'amorçage, longévité des tuyères anodiques, stabilité, rendement énergétique. C'est ce dernier point que l'on va aborder ici.

Le rendement énergétique de la torche à plasma est défini comme le rapport de l'enthalpie totale des gaz évacués à l'énergie électrique fournie. Son appréciation se fait par bilan thermique ; les paramètres que l'on a fait varier sont : débit de gaz, puissance électrique, et distance entre électrodes (longueur de l'arc).

1 - PROCESSUS EXPÉRIMENTAL (cf. fig. 41)

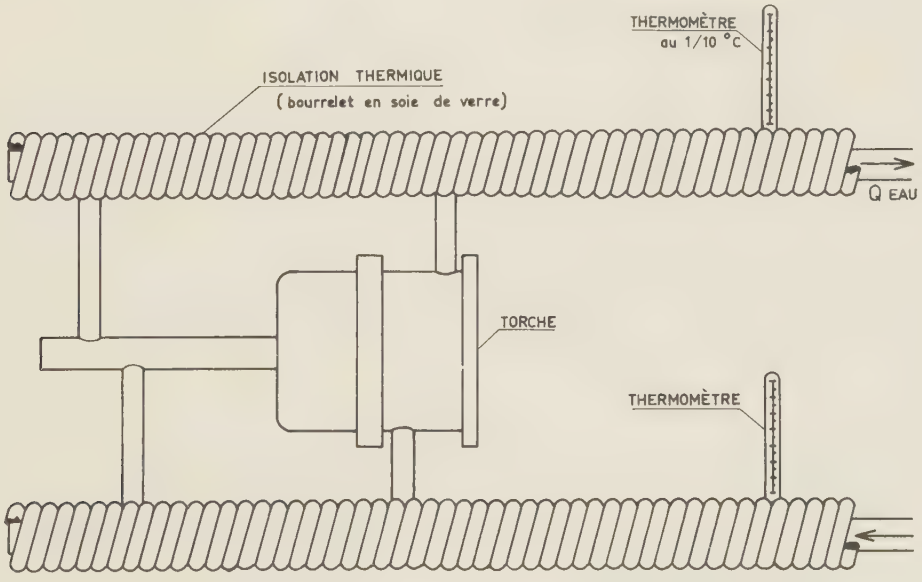


Figure 41 - Montage pour la détermination des rendements de la torche par bilan thermique

Le bilan thermique se fait globalement sur le circuit d'eau de refroidissement de la torche ; il faut une mesure de débit et deux points de mesure des températures (amont et aval) :

- un rotamètre est placé à l'amont de l'installation ;

- les collecteurs d'amenée et de refoulement sont calorifugés (ouate de verre). Deux thermomètres, au vingtième de degré, sont disposés sur ces derniers à une distance permettant l'uniformisation des températures (environ 20 diamètres du tube collecteur séparent le thermomètre de la dernière singularité : coude à l'amont, dernier piquage de refoulement à l'aval).

Si le débit d'eau est Q_{M1}, θ_1 et θ_2 les températures amont et aval, la précision de la mesure de l'énergie évacuée W_e par l'eau est :

$$\frac{\Delta W_e}{W_e} = \frac{\Delta J}{J} + \frac{\Delta Q_M}{Q} + \frac{\Delta(\theta_2 - \theta_1)}{\theta_2 - \theta_1}$$

où :

$$\frac{\Delta J}{J} \sim 0, \quad \frac{\Delta Q_M}{Q_M} \sim 0,02 \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\theta_2 + \Delta\theta_1}{\theta_2 - \theta_1} \sim 0,1°$$

soit :

$$\frac{\Delta W_e}{W_e} = 0,02 + 0,02 \sim 4\ \%$$

La puissance électrique fournie, W_f, est bien connue (à 1 % près) ; la tension est constante ; l'intensité débitée par chaque groupe (on règle l'excitation pour qu'elle soit la même) est mesurée par shunts et millivoltmètres.

En fait, on a :

$$\eta = \frac{W_f - W_e}{W_f} \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta\eta}{\eta} \sim 5 \text{ à } 7\ \%$$

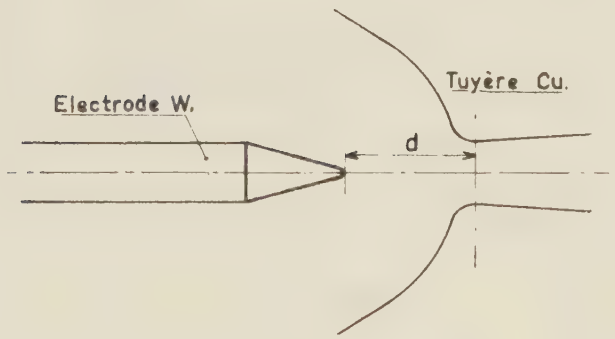


Figure 42 - Définition de la longueur d'arc

Les deux autres paramètres intervenant dans cette étude du rendement sont :

- le débit de gaz d'alimentation de la torche ; il était mesuré au moment de ces essais, par diaphragmes (c'est à la suite de ces expériences, et compte tenu des instabilités de régimes engendrées par des fluctuations de débit d'argon, que l'on a adopté les cols soniques) ;

- la distance entre électrodes ou longueur d'arc (cf. fig. 42) ; on la définit comme la distance de l'extrémité de la cathode au plan du col de la tuyère anodique. On la mesure par un rhéostat monté en potentiomètre et dont le curseur mobile est solidaire de l'électrode.

2 - RÉSULTATS

Globalement, le rendement de la torche à plasma est compris entre 60 et 65 %. Ses variations, en fonction des paramètres énoncés plus haut, n'ont pas toujours pu être

mises en évidence avec netteté ; ceci est dû à l'imprécision d'une méthode difficile à améliorer.

On peut, toutefois, énumérer les constatations faites à propos de cette étude du rendement de la torche

- il dépend essentiellement, du débit d'argon. Sur la courbe (fig. 43), l'influence de ce paramètre apparaît nettement ;

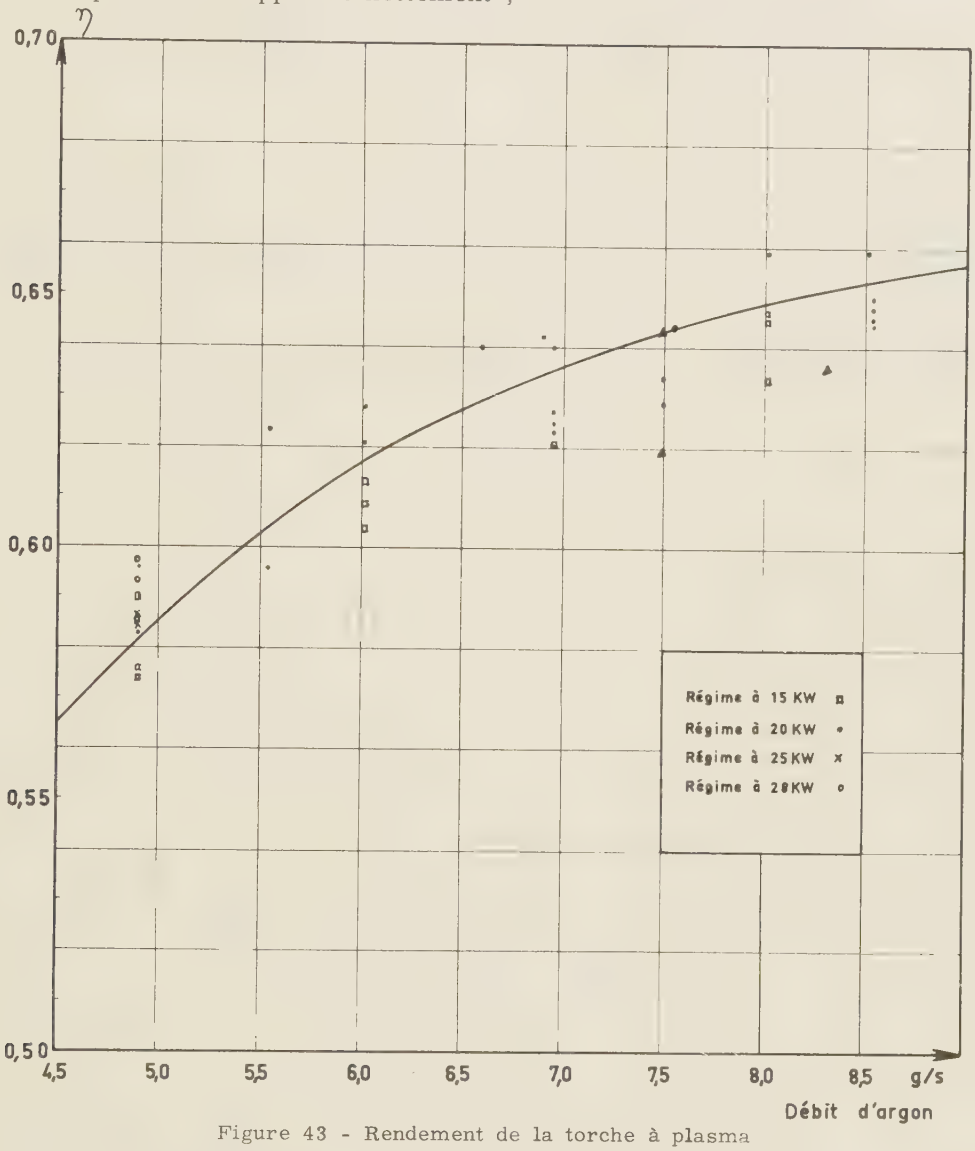


Figure 43 - Rendement de la torche à plasma

- il croît quand la longueur d'arc diminue. Il faut noter qu'en ce cas, la résistance électrique correspondante diminue (tension plus faible pour une même intensité) ;

- il augmente légèrement avec la puissance fournie.

Les conditions optimales sont réalisées pour des puissances de l'ordre de 30 kW, un débit de 10 g/s et une longueur d'arc d'environ 5 mm. On peut néanmoins assurer

une bonne stabilité de régime (avec un rendement moindre) et une excellente longévité des tuyères pour les régimes dont les limites seraient :

- en puissance, de 10 à 40 kW,
- en débit, de 3 à 12 g/s,
- en longueur d'arc, de 4 à 12 mm.

Annexe n° 2

Viscosité de l'argon (de 1500 à 3000°)

On s'est largement servi, au cours de cette étude, des tables d'Hilsenrath [3] ; elles donnent les principales propriétés physiques de l'argon jusqu'à 3000° (quelquefois 5000°). Seule, la viscosité dynamique n'y figure que jusqu'à 1500° ; on a élargi ce domaine à 3000°.

L'expression de la viscosité dynamique, en théorie cinétique des gaz [32], et en assimilant les molécules à des sphères rigides, s'écrit :

$$\mu_o = \frac{5\sqrt{mkT}}{16\sqrt{\pi\sigma^2}}$$

Où :

m est la masse de la molécule

σ son diamètre

T la température

k la constante de Boltzman

On peut compléter cette relation en introduisant l'intégrale de collision, N^* ; d'où :

$$\mu = \mu_o \frac{1}{N^*}$$

Si l'on pose $T^* = \frac{T}{T_o}$, la viscosité s'écrira, en unités courantes :

$$\mu = 2{,}6693 \frac{\sqrt{MT_o}}{\sigma^2} \cdot \frac{\sqrt{T^*}}{N^*} \cdot 10^{-6}$$

où :

μ est donné en da.poise (uMKS)

M en kg/molécule

σ en Angstroem

T_o en °K

L'expression de μ apparaît comme le produit de deux termes. Le premier, $\sqrt{MT_o}/\sigma^2$ ne comporte que des paramètres qui sont caractéristiques du gaz à étudier ;

Ce sont, pour l'argon :

$M = 39,444$

$T_o = 119,5$

$\sigma = 3,421$

(confère potentiel de Lennard-Jones).

Le second, indépendant du gaz, est la viscosité réduite, son expression est [33] :

$$V^*(T^*) = \frac{\sqrt{T^*}}{N^*} = 0,885\, e^{0,642 \text{ Log } T^*} + 0,02986 + \ldots$$

$$+\frac{1}{T^*}\left[-0,4441742 + \frac{1}{T^*}\left(-0,1205583 + \frac{1}{T^*}\left\{0,4618297 - 0,18186.\ \frac{1}{T^*}\right\}\right)\right]$$

La relation figurant dans le programme de calcul numérique qui a permis l'établissement de la figure 44 est donc $\mu = 15,758\ V^*(T^*).\ 10^{-6}$.

T°K	μ daP	T°K	μ daP
1500	70,67038	2300	93,21427
1550	72,19436	2350	94,51666
1600	73,69983	2400	95,80891
1650	75,18769	2450	97,09129
1700	76,65869	2500	98,36408
1750	78,11357	2550	99,62758
1800	79,55295	2600	100,88201
1850	80,97750	2650	102,12762
1900	82,38791	2700	103,36466
1950	83,78446	2750	104,59352
2000	85,16780	2800	105,81409
2050	86,53838	2850	107,02671
2100	87,89658	2900	108,23160
2150	89,24288	2950	109,42893
2200	90,57769	3000	110,61888
2250	91,90128	3050	111,80166

Figure 44 - Viscosité dynamique de l'argon de 1500 à 3050°

A noter qu'à 1500°, les tables d'Hilsenrath donnent $\frac{\mu_{1500°}}{\mu_{273°}} = 3,331$

Soit :

$$\mu = 3,331\ .\ 21,25\ .\ 10^{-6} = 70,78\ .\ 10^{-6}\text{MkS}$$

Comme on peut le constater, la concordance est très bonne.

Annexe n° 3

Équilibre thermodynamique du jet

L'arc électrique de la torche à plasma, sur cette installation, n'est utilisé que comme source de chaleur ; néanmoins ses incidences énergétiques sur l'écoulement de la soufflerie doivent être examinées. La localisation du dard (quelques cm^3) a posé deux problèmes : la tranquillisation et l'équilibre thermodynamique. C'est ce dernier aspect que l'on va étudier ici.

Pour un gaz monoatomique comme l'argon, les seules modifications énergétiques à prendre en considération sont celles qui se situent au niveau de l'atome.

La notion d'équilibre thermodynamique, en théorie cinétique des gaz (répartition de Maxwell) est liée à l'homogénéisation des températures de chacune des phases qui constituent le milieu considéré.

Si l'on suppose cet équilibre réalisé, l'étude spectrale du rayonnement de ce gaz donne une indication qualitative sur la température des deux phases qui le constituent (électrons libres et atomes excités) ; à la pression atmosphérique, l'argon ne peut émettre (30) que dans le proche infra-rouge (0,76 μ) et seulement à partir de 6000° (voir figure 45) ; cette émission correspond à l'atome une fois excité (ayant perdu un électron périphérique). La seconde émission, qui se superpose à la dernière, intervient à 15000°, dans le visible (0,48 μ) (atome deux fois excité).

Si l'on se reporte à l'abaque énergétique de l'argon, on constate, le débit unitaire étant de 10 g/cm^2 et la puissance par unité de surface de 30 kw/cm^2, que les caractéristiques de l'écoulement seraient sensiblement 5000°, 1000 m/s (régime subsonique). En supposant un fort gradient de température transversal, au coeur du dard, la température pourrait dépasser 10 000° ; cela n'expliquerait pas pour autant le rayonnement dans l'ultraviolet que l'on a pu constater.

Il existe donc, à ce niveau, un état métastable.

La quatrième relation d'Heisenberg [31], dite relation d'incertitude temps-énergie, donne l'ordre de grandeur de sa durée de vie ; en effet, elle permet de lier l'écart ΔE de la distribution en énergie de l'état métastable à sa vie moyenne τ par l'équation :

$$\tau \cdot \Delta E = \frac{h}{4\pi}$$

où h est la constante de Planck.

Si l'on prend comme seuil d'énergie de cet état celui correspondant au premier potentiel d'ionisation de l'argon (cas défavorable en principe) on peut alors chiffrer τ :

- premier potentiel d'ionisation de l'argon = 16 volts
- (second potentiel d'ionisation de l'argon $\sim$ 32 volts).

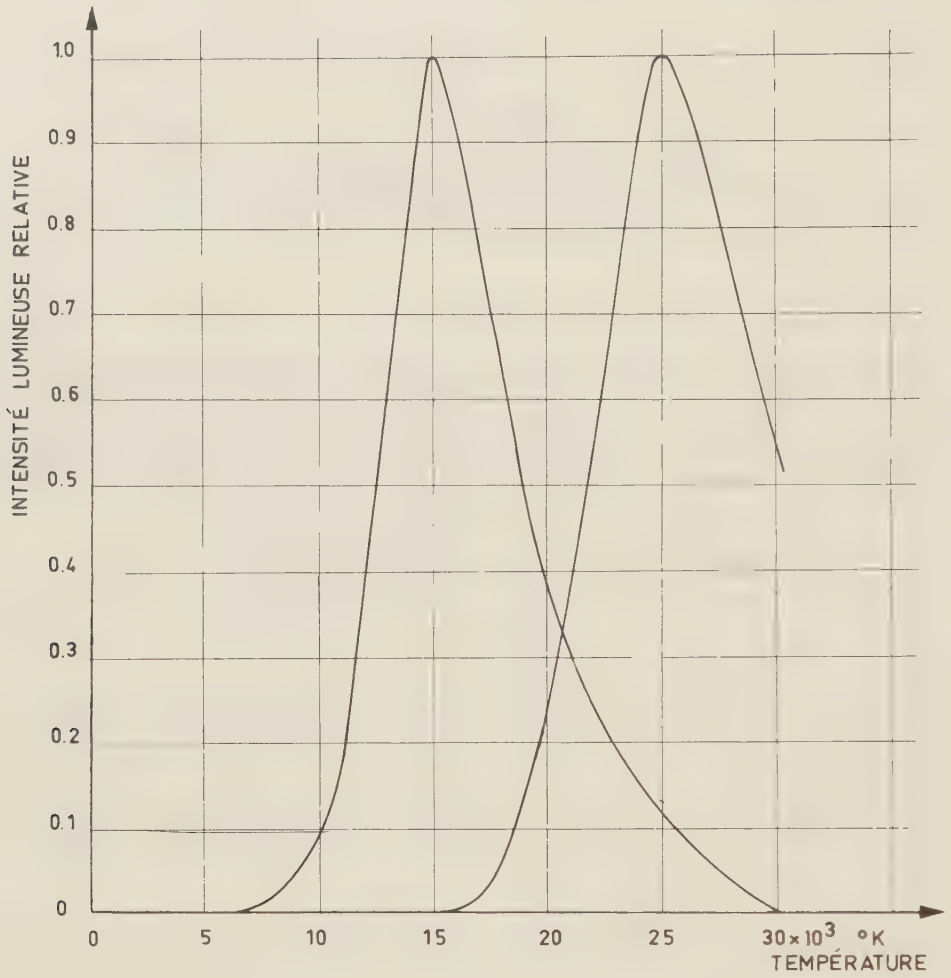


Figure 45 - Emission de l'argon

L'énergie correspondante (leV = 1,6 10^{-19} joules) sera :

$$16 \times 1,6\ 10^{-19} = 25,6\ 10^{-19} \text{ joules}$$

La constante de Planck est h = 6,6 10^{-34} joules,

d'où :

$$\tau \simeq 10^{-17} \text{ s.}$$

Or le temps de passage de l'argon dans la chambre de tranquillisation est de l'ordre de 5. 10^{-3} s. La comparaison de ces deux temps permet de dire que l'équilibre thermodynamique est bien atteint dans le jet de la soufflerie.

Notons que ce dernier est transparent comme on peut le constater sur la figure 5.

Annexe n° 4

Étalonnage des cols soniques

Le débitmètre à col sonique nous a permis, à partir d'un montage simple, de couvrir toute la gamme des débits auxquels on a eu affaire tout au long de cette étude : 20 à 50 mg/s pour la sonde à cols soniques, 8-10 g/s pour l'alimentation en argon de la torche à plasma.

Comme la précision des mesures entreprises dépendait essentiellement de celle correspondant à la détermination de cette grandeur, il nous a fallu mettre au point une méthode d'étalonnage que nous allons décrire.

1 - DÉFINITION DE LA MESURE. CRITÈRE DE SIMILITUDE

Le débit traversant un orifice sonique n'est fonction que des conditions génératrices de l'écoulement, à l'amont de la tuyère. De ce fait, le col sonique arrête toutes les fluctuations issues de l'aval, d'où son intérêt pour "isoler" deux zones d'un même écoulement.

L'expression du débit est :

$$Q_m = \alpha \frac{PA}{\sqrt{T}} \cdot \frac{\gamma}{r} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

où α est le coefficient de débit de la tuyère de section A, P et T la pression et la température absolues génératrices

$$f(\gamma) = \frac{\gamma}{r} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = 0,05033 \text{ pour l'argon}$$

Le critère de similitude adopté est le nombre de Reynolds au col de la tuyère.

On a :

$$\mathcal{R} = \frac{4Q_m}{\pi \mu D}$$

En fait le Reynolds n'est pratiquement fonction que de la pression.

En effet, si la variation de μ s'écrit (en première approche) :

$$\mu = \mu_o \left(\frac{T}{T_o} \right)^{0,66}$$

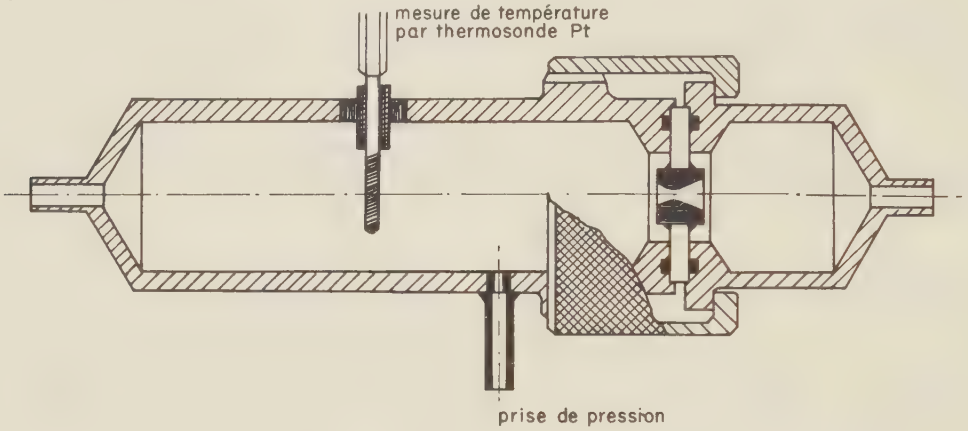
On a :

$$\mathcal{R} = K . A . P . T^{-1,16}$$

où K est une constante caractéristique du gaz et T, température absolue, varie peu dans notre cas (température ambiante).

2 - DESCRIPTION DU MONTAGE DU DÉBITMÈTRE

Sur la fig. 46 on a fait figurer une vue d'ensemble du montage débitmètre à col sonique, et la coupe d'une tuyère avec les normes adoptées pour sa conception. On peut remarquer, sur ce schéma :



PROFIL DES COLS UTILISÉS

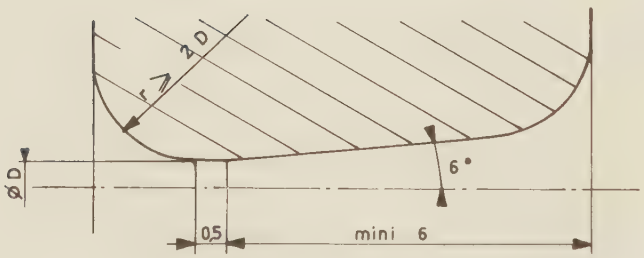


Figure 46 - Débitmètre à col sonique

- la chambre de tranquillisation amont, où l'on mesure pression et température génératrice. Son diamètre intérieur est de 30 mm ; le plus grand diamètre de col utilisé est de 2,5 mm : même dans ce cas, le rapport des sections est : $(2,5/30)^2 \sim 0,7$ % ; on peut donc négliger la vitesse du fluide et ne prévoir qu'une prise de pression à la paroi.

La température est mesurée par une résistance de platine ; l'étalonnage de cette dernière a été fait dans le bain d'huile déjà décrit (thermistances de la sonde à bilan enthalpique) ;

- la tuyère sonique. Elle est réalisée à partir d'ébauche de filière en carbure de tungstène. Les cotes de fabrication ne peuvent être respectées avec précision, car

elles résultent d'un usinage par polissage. La pastille qui définit la tuyère est ensuite soudée à un support (un disque) pour en faciliter la manipulation ;

- le montage de la tuyère et son support sur la chambre de tranquillisation. Un montage mécanique, avec écrou molleté, assure la mise en place du disque sur la chambre de tranquillisation. L'étanchéité est assurée par deux points toriques situés de part et d'autre du disque.

Ce dispositif permet d'adapter (ou de changer) très rapidement les cols suivant la mesure que l'on veut faire.

3 - ÉTALONNAGE DES COLS SONIQUES

3.1 - Détermination de A

Le diamètre des tuyères est mesuré avec un reproducteur de profil. A noter que cette mesure n'est pas indispensable si l'on dispose par ailleurs d'une mesure absolue de débit : en effet, l'erreur est compensée lors de la détermination du coefficient de débit.

3.2 - Débitmètre absolu à piston liquide

L'expérience consiste à mesurer le temps qu'il faut à une bulle de teepol pour se déplacer entre deux repères pratiqués sur un tube en verre. La capacité entre les repères est connue. La fabrication de la bulle est assurée (voir fig. 47) en déplaçant rapidement le niveau d'un mélange eau + teepol pour l'amener à la base du tube de mesure : le débit gazeux à déterminer entraîne alors la nappe de liquide ainsi formée.

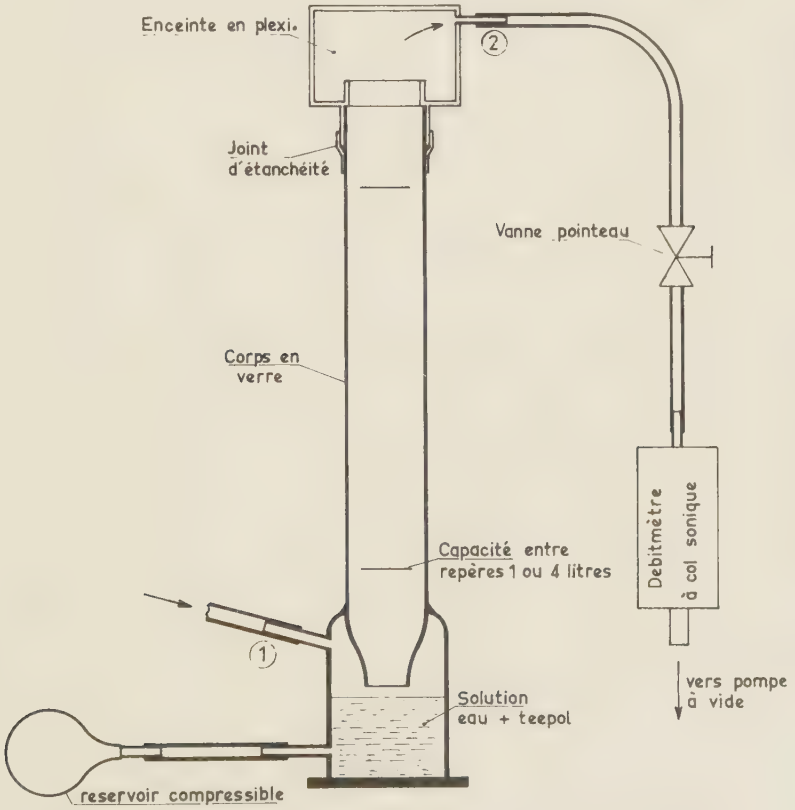


Figure 47 - Débitmètre absolu à piston liquide.

Selon que l'on place le débitmètre en ① ou en ②, on peut procéder à des étalonnages avec P > Patm ou P < Patm. Sur la fig. 47, on a fait figurer le montage (le plus utilisé pour cette étude) où la pression absolue à l'amont de la tuyère est faible : de 100 à 760 mm CHg absolus réglables par la vanne V.

Dans les deux cas, le débitmètre à bulle fonctionne à la pression atmosphérique.

La précision des mesures effectuées avec ce montage est très bonne si le temps de passage de la bulle est suffisant (15 à 20 s. au minimum).

3.3 - Résultats

Tous les cols dont les courbes d'étalonnage figurent sur les fig. 48, 49 et 50 ont été essayés à l'argon.

Ce sont les différentes tuyères ayant servi sur les montages de sonde décrits au cours de cette étude.

La précision de la détermination de l'aire effective, αA est bonne, de l'ordre de 1 %.

La mesure n'est pas entachée d'erreur provenant de l'humidification de l'argon : en effet, un essai de contrôle, consistant à placer du silicagel à l'aval de l'appareil, a permis de déceler un taux d'humidité inférieur à 0,5 % : cet écart, négligeable, ne modifie pas la mesure de débit.

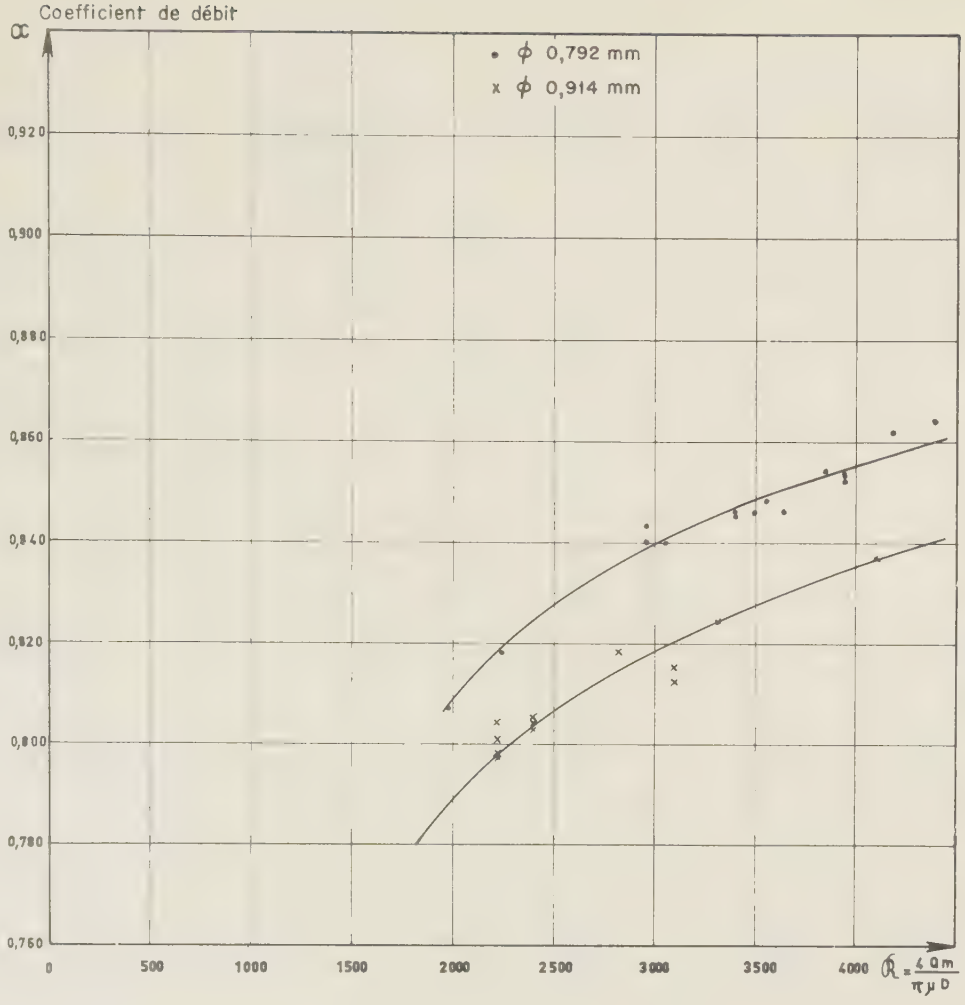


Figure 48 - Etalonnage col sonique. • ϕ 0,792 mm ; × ϕ 0,914 mm

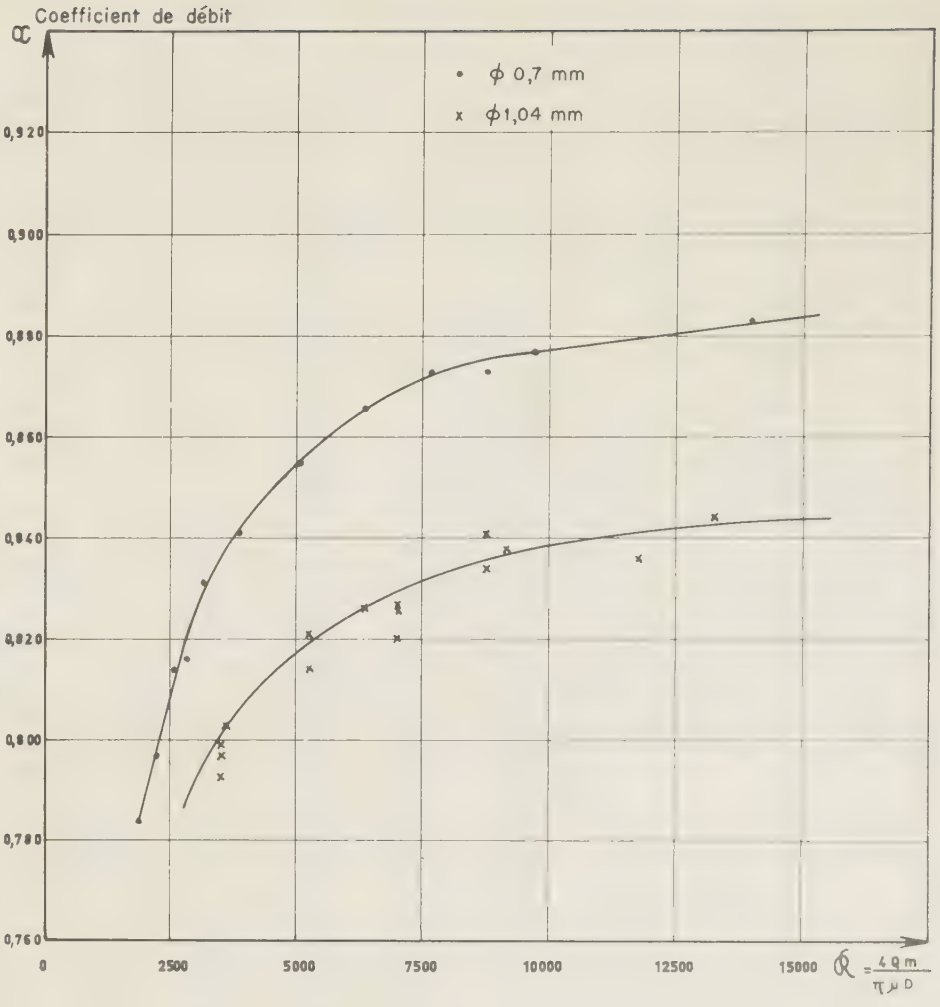


Figure 49 - Etalonnage col sonique. • ϕ 0,7 mm ; × ϕ 1,04 mm

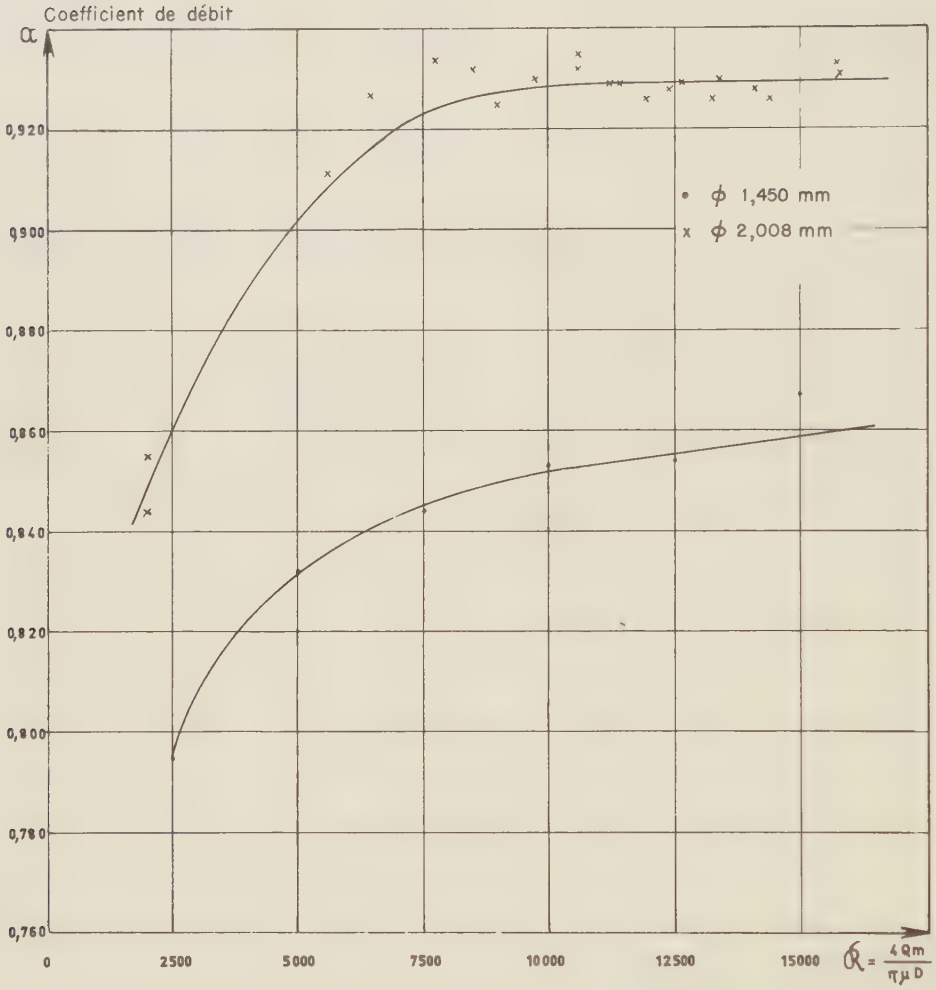


Figure 50 - Etalonnage col sonique. • ϕ 1,450 mm ; × ϕ 2,008 mm

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

"ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS EN VAPEUR HUMIDE"

Vu et approuvé :
Paris, le 27 juin 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu :
et Permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Publications littéraires et scientifiques
TYPO - OFFSET
05 - GAP - Téléphone 14-23 14-24
Dépot légal : n. 250 1968